ORSAY	LAL 03-19
n° d'ordre : 7193	Avril 2003

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Florian Beaudette

Identification d'électrons et application à la mesure de la section efficace de production du quark top avec le détecteur DØ au TeVatron.

Soutenue le 28 avril 2003 devant la Commission d'examen

M.	E.	AUGE	Président
M.	M.	BAUBILLIER	Rapporteur
M.	G.	CHIARELLI	
M.	M.	FONTANNAZ	Rapporteur
M.	J.F.	GRIVAZ	
M.	J.	WOMERSLEY	

ORSAY
n° d'ordre : 7193

LAL 03-19
Avril 2003

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Florian Beaudette

Identification d'électrons et application à la mesure de la section efficace de production du quark top avec le détecteur DØ au TeVatron.

Soutenue le 28 avril 2003 devant la Commission d'examen

M.	E.	AUGE	Président
M.	M.	BAUBILLIER	Rapporteur
M.	G.	CHIARELLI	
M.	M.	FONTANNAZ	Rapporteur
M.	J.F.	GRIVAZ	
M.	J.	WOMERSLEY	

– Uh, is that faintly possible, son ?
– Perhaps not... but with those things zooming around at 299972 kilometers per second, maybe smashed on booze, we can't take the chance !

Alan Moore, Kevin Nowlan, *Jack B-Quick, Tomorrow Stories*

Table des matières

Introduction

Après les découvertes du lepton τ en 1976 et du quark beau l'année suivante, qui établissaient l'existence d'une troisième famille, la recherche du partenaire que le quark beau se devait d'avoir dans le cadre du modèle standard commençait. Pendant quinze ans, la limite sur la masse du quark top a été améliorée, tout d'abord auprès de collisionneurs e^+e^-, et ensuite dans les collisionneurs hadroniques. Ce n'est qu'en 1995 que les deux expériences CDF et DØ installées auprès du TeVatron, le collisionneur proton-antiproton de Fermilab, établirent l'existence du quark top [1] avec une masse d'environ 175 GeV/c^2.

La découverte et l'étude du quark top firent partie des grandes réussites du Run 1 du TeVatron qui s'est terminé en 1996, et elles furent un grand succès du modèle standard. De par sa masse, le quark top y joue un rôle singulier. En particulier, grâce à son fort couplage au boson de Higgs, plus la mesure de sa masse est précise, plus les contraintes sur celle du Higgs sont fortes. Le TeVatron, après un arrêt prolongé qui a permis d'améliorer ses performances, a redémarré en 2001 pour une nouvelle période de prise de données, le Run 2. Avec une plus grande luminosité, une énergie dans le centre de masse plus élevée et deux détecteurs améliorés, il sera possible d'accroître la précision sur la masse du top, ainsi que sur celle du W, et d'entreprendre la recherche du boson de Higgs.

Une brève description du modèle standard fera l'objet du début du premier chapitre. Plusieurs conséquences théoriques de la masse élevée du quark top, dans le cadre du modèle standard et de modèles supersymétriques, seront examinées. Les modes de production du quark top au TeVatron seront ensuite décrits, ainsi que les modes de désintégration. On verra en particulier que le quark top se désintègre toujours en un boson W et un quark b. La présence systématique de deux quarks b lors des désintégrations de paires $t\bar{t}$ fait que l'étiquetage des saveurs lourdes est un outil important pour l'identification de ces événements.

Le second chapitre est consacré à la description du complexe d'accélération de Fermilab, du détecteur DØ, et à la reconstruction des objets de l'analyse.

Dans le troisième chapitre, il sera expliqué que la présence d'un électron ou d'un muon dans un jet est un indicateur de la désintégration d'une saveur lourde, ce qui fait que l'identification des électrons et des muons dans les jets peut être utilisée dans le cadre de la recherche du quark top. Au Run 1, en l'absence de champ magnétique dans la cavité centrale, seule l'identification des muons dans les jets était possible. Au Run 2, un détecteur de traces performant et les bonnes propriétés du calorimètre permettent d'envisager l'identification des électrons au sein des jets. J'ai conçu un algorithme dit "de la route" dans ce but, et sa description fait l'objet de la première moitié de ce chapitre, la deuxième étant consacrée à l'étude détaillée de ses performances dans des événements simulés.

Dans le quatrième chapitre, les performances de l'algorithme sont testées dans les premières données : l'efficacité et le taux de mauvaise identication sont déterminés à l'aide de signaux de J/ψ et K^0_S respectivement. Enfin, un signal de désintégration de quarks b est mis en évidence.

L'étiquetage des saveurs lourdes à l'aide des leptons dans les jets trouve son application dans le chapitre cinq où la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ à $\sqrt{s}$=1.96 TeV dans les 50 pb^{-1} de données enregistrées au cours du dernier trimestre 2002 et du début de l'année 2003 est décrite. Une mesure dans les canaux avec leptons plus jets avec étiquetage par les muons dans les jets, effectuée dans le cadre de cette thèse, est présentée. Les perspectives de l'étiquetage par les électrons sont discutées. Enfin, un panorama complet de la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ effectuée au printemps 2003 par DØ est dressé.

Chapitre 1

Aspects théoriques.

Ce chapitre débute par une brève description du modèle standard. Ensuite plusieurs conséquences théoriques de la masse élevée du quark top, seront discutées. Les mécanismes de production du quark top dans un collisionneur proton-antiproton, et les modes de désintégrations du quark top seront décrits. Enfin, la génération des événements $t\bar{t}$ sera évoquée.

1.1 Le modèle standard.

Le modèle standard est une théorie de jauge renormalisable qui décrit la matière au moyen de particules élémentaires, les quarks et les leptons. Les forces qui s'exercent entre ces particules résultent de l'échange de bosons vecteurs. Ainsi le photon véhicule l'interaction électromagnétique, les bosons $W^{\pm}$ et Z^0 l'interaction faible et les gluons l'interaction forte. L'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le modèle standard. C'est grâce au mécanisme de Higgs que les quarks, les leptons et les bosons vecteurs acquièrent leur masse. Une conséquence remarquable de ce mécanisme est qu'il prédit l'existence d'une particule neutre scalaire, le boson de Higgs, qui n'a pas encore été découverte à ce jour [2].

1.1.1 Le secteur électrofaible

L'interaction faible et les interactions électromagnétiques agissant sur les mêmes particules, il est logique qu'elles soient traitées simultanément. Le groupe de jauge de la symétrie électrofaible est $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'invariance du Lagrangien, et en particulier du terme cinétique pour les fermions ($\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$), sous la transformation de jauge conduit à remplacer la dérivée usuelle ∂_μ par la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu - i(g_1 Y B_\mu + g_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i)$$

- g_1, g_2 sont les constantes de couplage associées à $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$ et Y, τ^i leurs générateurs.
- Les champs B_μ et W_μ^i sont les quanta d'interaction.

Quatre bosons de jauge viennent d'être obtenus, et comme la symétrie de jauge est encore respectée à ce stade, tous ont une masse nulle. Or, expérimentalement le seul boson de jauge de masse nulle est le photon. Il est donc nécessaire que la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ soit brisée en une symétrie plus faible.

Cela se fait via le mécanisme de Higgs, qui permet de préserver la renormalisabilité de la théorie (en effet des termes du type $m^2 Z^\mu Z_\mu$ ne sont pas renormalisables). Un doublet ϕ de $SU(2)_L$ d'hypercharge $Y_H = 1/2$ est introduit [1]. Il compte naturellement quatre degrés de liberté. En plus du terme cinétique $D_\mu \phi D_\mu \phi^\dagger$, un potentiel $V(\phi)$ en forme de fond de bouteille (voir la Fig. 1.1) est ajouté au Lagrangien.

$$V(\phi) = -\mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

Pour $\mu^2 > 0$, ce potentiel, symétrique par rapport à l'axe des origines, possède une

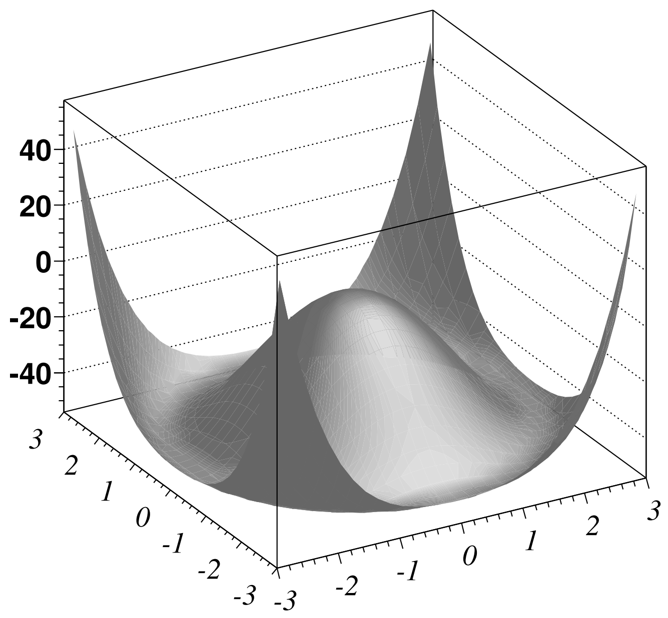


FIG. 1.1 – Forme du potentiel de Higgs. Les échelles horizontales et verticales sont arbitraires.

infinité de minima situés au fond de la rigole en $|\phi|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$. L'état du vide correspond à une de ces positions, il est donc dégénéré et peut s'écrire, après un changement de coordonnées adéquat : $\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$

[1] Il n'y a pas de contrainte sur le nombre de doublets de Higgs introduits. Seule la version minimale est décrite ici.

La valeur de v est $246\,\mathrm{GeV}/c$, mais ni μ ni λ ne sont connus.

La symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est brisée en $U(1)_Q$ de l'électrodynamique quantique. Le nombre quantique associé à cette symétrie résiduelle Q est relié à l'isospin et l'hypercharge par la relation de Gell-Mann-Nishijima : $Q = T_3 + Y$ où T_3 est la troisième composante de $SU(2)_L$.

Afin d'étudier le "mouvement" du système au voisinage de cette position, on développe le potentiel au voisinage du minimum, ce qui s'écrit :

$$\phi = e^{-i\overrightarrow{\sigma}.\overrightarrow{\xi}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\mathrm{H}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

L'apparition d'un terme en $\mu^2 H^2$ indique que la masse du boson du Higgs est :

$$m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2\lambda}v$$

A ce stade, le champ de Higgs a toujours quatre degrés de libertés, mais un changement de jauge de $SU(2)_L$ permet d'éliminer les trois champs de Higgs non physiques $\overrightarrow{\xi}$, qui sont absorbés par trois bosons de jauge, lesquels acquièrent une masse au passage, grâce au terme cinétique $(D_\mu\phi)^\dagger D_\mu\phi$. Ces trois bosons apparaissent après diagonalisation de la matrice de masse, mais on sait avant de procéder au calcul, qu'un des bosons restera sans masse, car un doublet n'est pas suffisant pour briser complètement $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, et qu'il s'agira du photon. Les états physiques obtenus après diagonalisation sont :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2)$$
$$Z_\mu = \cos(\theta_W)W_\mu^3 + \sin(\theta_W)B_\mu$$
$$A_\mu = -\sin(\theta_W)W_\mu^3 + \cos(\theta_W)B_\mu$$

où θ_W est l'angle de Weinberg, donné par :

$$\cos(\theta_W) = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

Les valeurs propres de masses correspondantes sont, à l'ordre des arbres :

$$M_W = \frac{1}{2}g_2 v$$

$$M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$$
$$M_A = 0$$

On remarque que M_W, M_Z et $\cos(\theta_W)$ sont liés par la relation :

$$M_W = M_Z \cos(\theta_W)$$

De plus, la constante de couplage, e, de $U(1)_Q$ apparaît comme :

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = g_2 \sin(\theta_W) = g_1 \cos(\theta_W)$$

Enfin, la constante de Fermi, G, est liée à la masse du W et à g_2 par la relation : $g_2^2 = \frac{G}{\sqrt{2}} 8 M_W^2$.

Une caractéristique du modèle standard est que les fermions n'ont pas le même isospin selon leur chiralité.[2] Les fermions gauches sont regroupés dans des doublets d'isospin de $SU(2)_L$.

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L \qquad \psi_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d'_i \end{pmatrix}_L$$

où $d'_i = V_{ij} d_j$, V_{ij} est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui couple les quarks de différentes générations. Les fermions droits sont représentés par des singlets de $SU(2)$. Cette structure permet de rendre compte de l'absence expérimentale des neutrinos droits :

$$l_R \qquad u_R \qquad d_R$$

Dans le Lagrangien qui vient d'être décrit, aucun terme ne donne de masse aux quarks et aux leptons. Pour ce faire, il est nécessaire d'ajouter des termes de couplage de Yukawa avec le boson de Higgs. Ainsi un terme du type :

$$L_{Yukawa} = \lambda_e (\bar{\psi_L} \phi \psi_R + \bar{\psi_R} \phi^\dagger \psi_L)$$

donne dans le cas $\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ et $\psi_R = e_R$

$$L_{Yukawa} = \lambda_e (\bar{e_L}(v+H) e_R + \bar{e_R}(v+H) e_L)$$

qui est par construction invariant sous $SU(2)$, mais dont on peut également vérifier l'invariance sous $U(1)_Y$. On en déduit :

- la masse de l'électron $\lambda_e v/\sqrt{2}$
- un couplage de l'électron au Higgs proportionnel à la masse $= m_e/v$

Les couplages de Yukawa semblables au précédent ne confèrent une masse qu'aux quarks de type d. Un terme légèrement différent doit être ajouté pour ceux de type u :

$$L_{Yukawa} = -\lambda_u \bar{u_R} \phi^T \epsilon \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + h.c$$

qui donne pour les quarks u une masse égale à $\lambda_u v/\sqrt{2}$. De façon générale, les termes de masse des fermions sont de la forme $m_f = \lambda_f v/\sqrt{2}$.

1.1.2 L'interaction forte.

L'interaction forte est traitée dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD). Le groupe de jauge associé est $SU(3)_C$. Toutes les saveurs de quarks (u, c, t, d, s, b) existent sous trois états de couleur regroupés au sein d'un triplet de $SU(3)$. Cette symétrie n'est pas brisée, par conséquent les huit bosons vecteurs de l'interaction forte ou

[2] La chiralité est la valeur propre de l'opérateur $i\gamma_5$. Dans le cas des particules sans masse, elle se confond avec l'hélicité (projection du spin sur l'impulsion).

gluons, ont une masse nulle. Une propriété remarquable de QCD est le comportement de sa constante de couplage, α_s avec l'échelle de renormalisation utilisée, μ, que l'on choisit généralement de l'ordre de grandeur de l'énergie du processus étudié :

$$\alpha_s(\mu) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln\frac{\mu^2}{\Lambda^2}}$$

Dans cette formule, n_f est le nombre de quarks de masse inférieure à l'échelle d'énergie. Une constante dimensionnelle, Λ, a été introduite. On constate que plus l'énergie est élevée, plus la constante de couplage est petite, ce qui rend possible une approche perturbative des processus QCD à haute énergie. Inversement, à basse énergie, la constante de couplage devient grande, ce qui rend un traitement perturbatif impossible, mais qui a surtout pour conséquence qu'il n'est pas possible d'observer des quarks à l'état libre. Si deux quarks produits dans une réaction s'éloignent l'un de l'autre, l'interaction QCD augmente jusqu'à ce qu'il soit énergétiquement plus favorable de sortir des quarks du vide pour former un ensemble de hadrons neutres de couleur, tous dans une direction plus ou moins proche du quark initial. L'ensemble de ces particules forme ce que l'on appellera dans toute la suite de cette étude, un jet.

1.2 Enjeu théorique d'un quark top lourd.

Le quark top est suffisamment lourd pour qu'il soit considéré lorsque l'on écrit l'évolution de la constante de couplage du Higgs à l'aide des équations du groupe de renormalisation. Les conséquences de la masse du quark top sont à considérer dès le modèle standard. D'autre part, différents scénarios au delà du modèle standard profitent de cette grande masse pour expliquer la brisure de la symétrie électrofaible ou même pour la provoquer.

1.2.1 Le top dans le modèle standard.

Dans le modèle standard, comme on l'a vu dans le paragraphe 1.1.1, la masse des fermions est proportionnelle à leur couplage au Higgs. En particulier, $m_t = \lambda_t v/\sqrt{2}$. Etant donnée la masse du quark top et la valeur de v, on en déduit que la valeur du couplage de Yukawa du top est grande : $\lambda_t \simeq 1$. Ainsi, il est nécessaire de tenir compte du top dans les boucles intervenant dans la renormalisation de la constante de couplage du Higgs. L'équation du groupe de renormalisation, qui régit l'évolution de la constante de couplage avec l'énergie, est alors [5] :

$$\frac{d\lambda}{d\log Q} = \frac{3}{2\pi^2}\left[\lambda^2 - \frac{1}{32}\lambda_t^4 + \frac{g_2^2}{512}(3 + 2\sin^2\theta_W + \sin^4\theta_W)\right]$$

où Q est le moment transféré. Le signe moins qui intervient dans les boucles de fermions s'est propagé jusque dans cette formule devant le terme en λ_t^4. Si la masse du quark top est suffisamment grande pour que ce terme domine, λ diminue, et peut même devenir négatif pour des grandes valeurs de Q, ce qui a pour conséquence de faire diverger v

et de déstabiliser la théorie. Dans l'équation précédente, il est possible de réinjecter les expressions de m_H, m_t et m_W. Ecrire la condition de stabilité conduit à la condition :

$$m_H^2 > \frac{1}{2}(m_t^2 - \frac{3}{4}m_W^2)$$

Cette formule subit des corrections importantes lors d'un traitement complet, dont le résultat est porté sur la Fig. 1.2. Un traitement exact de la condition de stabilité précédente donne les frontières droites des contours de cette figure. Par ailleurs, on peut de façon assez simple comprendre les limites supérieures des contours dessinés sur la Fig. 1.2. Si la formule du groupe de renormalisation précédente est prise au premier ordre :

$$\frac{d\lambda}{d\log Q} = \frac{3}{2\pi^2}\lambda^2$$

Cette équation s'intègre analytiquement, et l'on doit introduire une condition initiale. Par exemple, dans l'expression suivante, on a pris $\lambda(Q = v) = \lambda_r$:

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda_r}{1 - (3\lambda/2\pi^2)\log Q/v}$$

On déduit de cette dernière équation que le couplage devient fort à haute énergie, en particulier à l'échelle :

$$Q_* = v\exp\frac{2\pi^2}{3\lambda} = v\exp\frac{4\pi^2 v^2}{3m_H^2}$$

où le dénominateur tend vers 0. Il y a deux interprétations possibles à ce comportement : soit le Lagrangien du modèle standard est valable jusqu'à l'échelle Q_* où les interactions sont fortes, soit quelque part, à une échelle d'énergie inférieure à Q_*, apparaît une nouvelle physique, qui modifie l'équation d'évolution. On remarque que plus le boson de Higgs est léger, plus le modèle est valable jusqu'à des énergies élevées.
Voyons enfin les conséquences des contours dessinés sur la Fig. 1.2. Pour la valeur mesurée de la masse du quark top à Fermilab de $175\,\mathrm{GeV}/c^2$, on constate qu'une masse de boson de Higgs minimale de $60\,\mathrm{GeV}/c^2$ est nécessaire pour que le modèle fonctionne. Mais le plus intéressant est que pour des valeurs de m_H inférieures à $100\,\mathrm{GeV}/c^2$ ou supérieures à $200\,\mathrm{GeV}/c^2$, le couplage devient grand à des énergies plus faibles que l'échelle de Planck ($\mathrm{M_{Planck}}$), c'est-à-dire qu'une nouvelle physique doit apparaître à une échelle inférieure à $\mathrm{M_{Planck}}$.

1.2.2 Corrections radiatives et mesure indirecte.

Comme on l'a dit en introduction, le boson de Higgs n'a pas encore été observé expérimentalement ; en revanche, il est possible d'avoir des mesures indirectes de la masse du boson de Higgs. L'une d'entre elles provient du calcul des corrections radiatives faisant intervenir la masse du top. Comme on va le voir, il est possible d'obtenir une relation entre les trois masses m_H, m_t, et m_W. Les relations données en début de chapitre permettent d'écrire :

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4\sqrt{2}G\sin^2\theta_W}$$

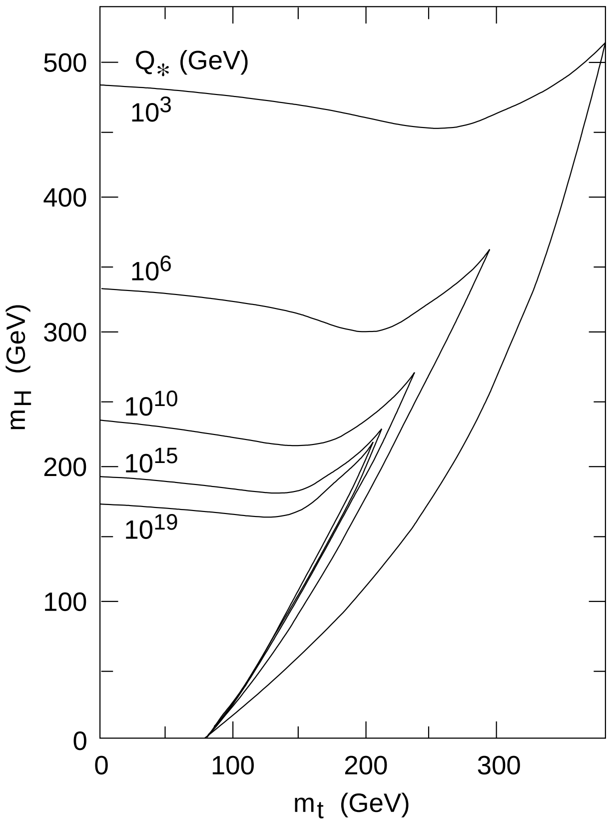


FIG. 1.2 – Région de validité du mécanisme de Higgs dans le plan (m_H, m_t), en incluant les corrections à deux boucles au potentiel de Higgs [6].

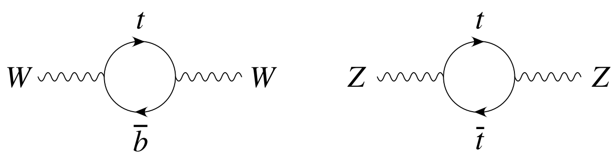


FIG. 1.3 – Boucles virtuelles de top contribuant à la masse du W et du Z.

A une boucle, cette expression est modifiée et devient [12] :

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4\sqrt{2}G\sin^2\theta_W(1-\Delta r)}$$

où Δr contient les corrections à une boucle dans lesquelles contribue quadratiquement le quark top via les diagrammes de la Fig. 1.3 qui interviennent dans la masse du W et du Z :

$$(\Delta r)_{top} \approx -\frac{3}{8}\frac{Gm_t^2}{\sqrt{2}\pi^2}\frac{1}{\tan^2\theta_W}$$

Le boson de Higgs contribue logarithmiquement à Δr par l'intermédiaire des diagrammes de la Fig. 1.4 :

$$(\Delta r)_{Higgs} \approx \frac{11}{24}\frac{GM_Z^2\cos^2\theta_W}{\sqrt{2}\pi^2}\log\frac{m_H^2}{M_Z^2}$$

En injectant les deux corrections $(\Delta r)_{Higgs}$ et $(\Delta r)_{top}$ dans l'expression initiale, on obtient une relation entre m_t, m_W et m_H, qui peut s'inverser pour fournir m_H en fonction de m_t, m_W (ainsi que e, G, et M_Z). Le résultat de cette opération est montré sur la Fig. 1.5 où la flèche $\Delta\alpha$ représente l'incertitude sur les lignes de masse de boson de Higgs constante induite par la constante de structure fine. On comprend d'ailleurs l'un des enjeux du Run 2 du TeVatron à la vue de cette figure : une meilleure précision sur la mesure de la masse du top et du W permet de contraindre la masse du boson de Higgs. La contribution de celui-ci étant logarithmique, il faut une excellente précision sur m_t et m_W.

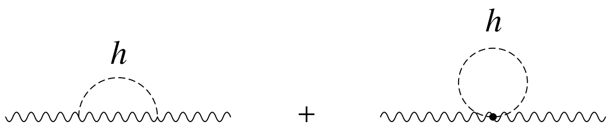


FIG. 1.4 – Boucles virtuelles de bosons de Higgs contribuant à la masse du W et du Z.

Un ajustement global des mesures de précisions effectuées à LEP, et par SLD, CDF, DØ et NuTeV donne $m_H < 211\,\mathrm{GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance [7]. De plus les recherches directes [2], ont exclu une masse du boson de Higgs inférieure à $115\,\mathrm{GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance. Ainsi, d'après la Fig. 1.2 la masse du boson de Higgs est dans la fenêtre de masse où le modèle standard est valable jusqu'à $\mathrm{M_{Planck}}$. Mais il

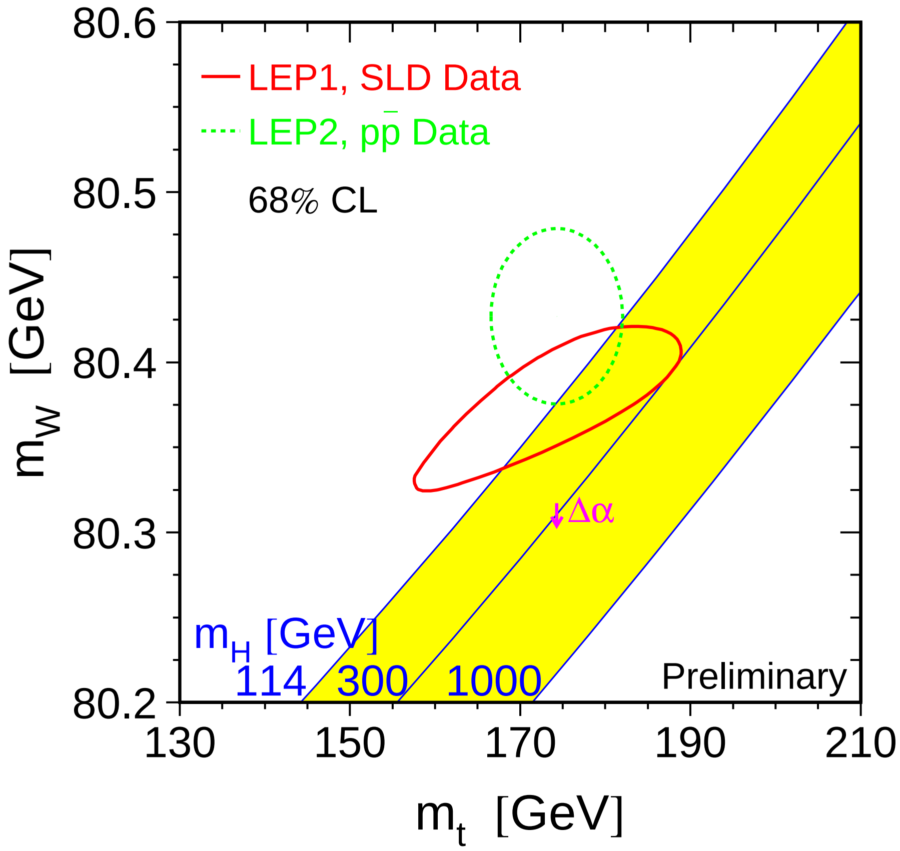


FIG. 1.5 – Lignes de masses de boson de Higgs constante dans le plan m_W, m_t. L'ellipse en traits pointillés verts représente les mesures directes, le contour rouge représente les mesures indirectes. Cette figure est extraite de [7].

faut mentionner que les frontières de droite sur la Fig 1.2 sont modifiées lorsqu'il y a plus d'un doublet de Higgs.

1.2.3 Brisure de la symétrie électrofaible dans le cadre du MSSM.

Voyons dans le cadre des modèles supersymétriques, une dernière conséquence des corrections radiatives faisant intervenir le quark top. Jusqu'à présent, le modèle standard a fourni une modélisation de la brisure de la symétrie électrofaible à l'aide du mécanisme de Higgs, mais n'en a pas fourni d'explication, en effet, le potentiel de Higgs a dû être introduit à la main. Dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal ou MSSM, cette brisure peut apparaître naturellement, l'existence d'un potentiel de Higgs étant induite par l'évolution des paramètres du modèle.
En fait, la supersymétrie, qui introduit une symétrie entre les fermions et les bosons est un bon candidat pour résoudre plusieurs autres problèmes théoriques du modèle standard. Par exemple, grâce aux nouvelles particules, ou sparticules, qu'elle prévoit, les divergences quadratiques dans les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs sont éliminées, et l'ajustement très fin des paramètres du modèle standard n'est plus nécessaire. Si elle existe, la supersymétrie est brisée, mais pas trop, c'est pourquoi on recherche expérimentalement les sparticules à des énergies élevées qu'atteindra le TeVatron lors du Run 2. Le Large Hadron Collider et le TeVatron permettront de couvrir la zone de masse où l'on attend la supersymétrie.

SM		SUSY	spin
leptons, quarks	$\leftrightarrow$	sleptons ($\tilde{\mathrm{l}}$) squarks ($\tilde{\mathrm{q}}$)	0
$\mathrm{W}^{\pm}, \mathrm{Z}, \gamma$	$\leftrightarrow$	$\tilde{\mathrm{W}}, \tilde{\mathrm{Z}}, \tilde{\gamma}$	1/2
gluon	$\leftrightarrow$	gluino ($\tilde{\mathrm{g}}$)	1/2

TAB. 1.1 – Correspondance entre les particules du modèle standard et les particules supersymétriques.

La correspondance entre les particules et les sparticules est donnée dans la Table 1.1. Par exemple, les partenaires supersymétriques du t_L et du t_R, que l'on appelle les stops, sont notés $\tilde{t_L}$ et $\tilde{t_R}$ respectivement. Dans le MSSM, deux doublets de Higgs sont nécessaires pour permettre à tous les quarks et les leptons d'acquérir une masse. Les deux doublets complexes de Higgs sont notés $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ et $H_d = (H_d^0, H_d^-)$. et le rapport de leurs valeurs moyennes dans le vide Higgs est paramétré par un angle β :

$$\tan\beta = \frac{v_u}{v_d}$$

Sans perte de généralité, on peut prendre $H_u^+ = 0$, le potentiel de Higgs doit présenter un minimum ce qui nécessite $H_d^- = 0$. Le potentiel peut se ramener à l'expression suivante [13] :

$$V = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)|H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)|H_d^0|^2 - (bH_u^0 H_d^0 + c.c.) + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2$$

où b est réel et positif, μ est le paramètre de masse supersymétrique des Higgs, g et g' proviennent des "D-terms". Le lecteur est invité à se reporter à [13] pour une description complète. Le terme en b favorise, grâce au signe négatif, une brisure de la symétrie. Pour que la brisure se produise, il faut tout d'abord que la solution $H_u^0 = H_d^0 = 0$ soit instable, il faut se rappeler la Fig. 1.1 pour s'en convaincre. Cela conduit à la condition :

$$b^2 > (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|\mu|^2 + m_{H_d}^2)$$

$m_{H_u}^2 < 0$ peut permettre de vérifier cette équation à condition que b ne soit pas trop petit ni $|\mu|$ trop grand. La même discussion n'a pas lieu d'être avec H_d, car seul H_u subit des corrections radiatives importantes, du fait de son couplage au top.

Les stops $\tilde{t_L}$ et $\tilde{t_R}$ subissent des corrections importantes, car ils sont fortement couplés au top. Les principales équations de renormalisation liant les évolutions de ces trois masses sont les suivantes [5] :

$$\frac{dm_{H_u}^2}{d\log Q} = \frac{1}{(4\pi)^2}\left[3\lambda_t^2(m_{H_u}^2 + m_{\tilde{t_L}}^2 + m_{\tilde{t_R}}^2) + ...\right]$$

$$\frac{dm_{\tilde{t_L}}^2}{d\log Q} = \frac{1}{(4\pi)^2}\left[2\lambda_t^2(m_{H_u}^2 + m_{\tilde{t_L}}^2 + m_{\tilde{t_R}}^2) - \frac{32}{3}g_3^2 m_3^2 + ...\right]$$

$$\frac{dm_{\tilde{t_R}}^2}{d\log Q} = \frac{1}{(4\pi)^2}\left[3\lambda_t^2(m_{H_u}^2 + m_{\tilde{t_L}}^2 + m_{\tilde{t_R}}^2) - \frac{32}{3}g_3^2 m_3^2 + ...\right]$$

où g_3 est la constance de couplage de QCD et m_3 est la masse du gluino partenaire supersymétrique du gluon. Les deux dernières équations montrent une compétition entre le couplage de Yukawa au quark top et les effets de renormalisation de QCD. En effet, le couplage QCD supersymétrique tend à faire augmenter les masses au carré des stops à basse énergie, alors que le couplage au top tend à les diminuer [3]. Si les masses au carré des stops demeurent assez grandes, la première équation montre que le carré de la masse du H_u diminue à basse énergie et peut devenir négatif. Ainsi, si à grande énergie, toutes les masses au carré sont positives, le Higgs H_u peut acquérir, à cause de son couplage au quark top, une masse carrée négative sous l'effet de la renormalisation, et permettre ainsi la brisure de la symétrie électrofaible. Un exemple d'évolution de H_u sous la renormalisation est visible sur la Fig. 1.6 où les paramètres ont été choisis pour que la brisure se produise à la bonne échelle.

1.2.4 Quasi point fixe.

Dans le modèle standard la masse élevée du quark top n'intervient pas uniquement lors de la renormalisation de la constante de couplage du Higgs : elle apparaît également lors de la renormalisation de sa propre constante de couplage. En se plaçant

[3] C'est l'une des raisons pour lesquelles le stop pourrait être le squark le plus léger. Il peut être cherché au TeVatron, par exemple dans le canal $\tilde{t} \to c + \tilde{\chi}_1^0$

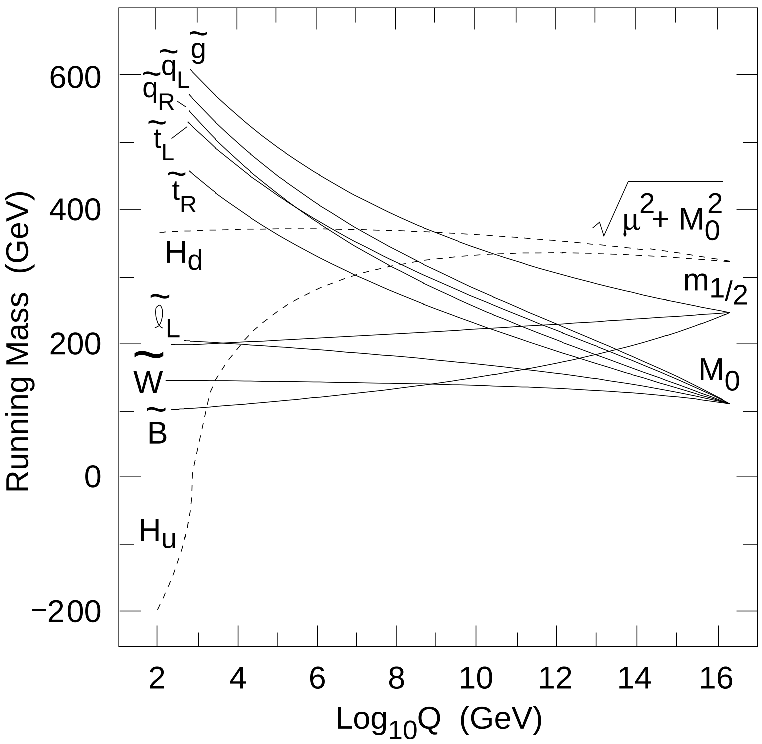


FIG. 1.6 – Evolution des masses de l'échelle de grande unification jusqu'à l'échelle électrofaible, dans le cadre du MSSM contraint. Cette figure est extraite de [14].

comme précédemment dans le cadre de l'approximation à une seule boucle, l'équation du groupe de renormalisation pour le couplage de Yukawa du top est :

$$\frac{d\lambda_t}{d\log Q} = \frac{\lambda_t}{(4\pi)^2}\left[\frac{9}{2}\lambda_t^2 - 8g_3^2 - \frac{9}{4}g_2^2(1+\frac{17}{24}\sin^2\theta_W)\right]$$

On constate que le couplage de Yukawa du top tend à faire diminuer λ_t à grande distance ou faible Q. A l'inverse l'effet de la constante de couplage, g_3, de QCD tend à faire augmenter λ_t, et par conséquent la masse du top, lorsque Q diminue. Les deux termes sont du même ordre pour :

$$\lambda_t = \frac{4}{3}g_3 = \frac{4}{3}\sqrt{4\pi\alpha_S}$$

ce qui correspond à une masse du top d'environ $250\,\mathrm{GeV}/c^2$. Cette condition est appelée "quasi point fixe infrarouge" pour la masse du top dans [8]. La dénomination de point-fixe est un peu trompeuse, car il ne s'agit en réalité pas d'un point mais d'une ligne dans le plan (λ, α_S) comme c'est représenté sur la Fig. 1.7.

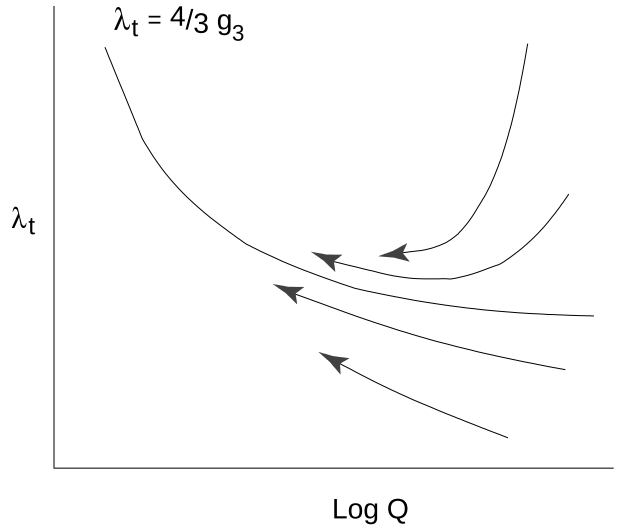


FIG. 1.7 – Evolution de haute à basse échelle d'énergie sous l'équation du groupe de renormalisation du couplage de Yukawa du quark top, λ_t, et de la constante de couplage, g_3 de l'interaction forte.

Si, à haute énergie, les paramètres se trouvent sur cette ligne, ils y restent tout le long de leur "trajet" vers les basses énergies. Dans le cas général où le système ne se trouve pas sur cette ligne fixe à haute énergie, lors de l'évolution vers les basses énergies, il va se rapprocher progressivement de cette ligne attractrice, et α_S augmente lorsque Q diminue comme à l'accoutumée jusqu'à ce que l'on atteigne une énergie Q de l'ordre de m_t. On s'attend donc à ce que pour une grande plage de valeur de λ_t à l'échelle d'unification, la valeur physique de la masse du top se retrouve proche du quasi point fixe. C'est effectivement ce qui ce produit, et cette convergence est visible sur la Fig. 1.8.

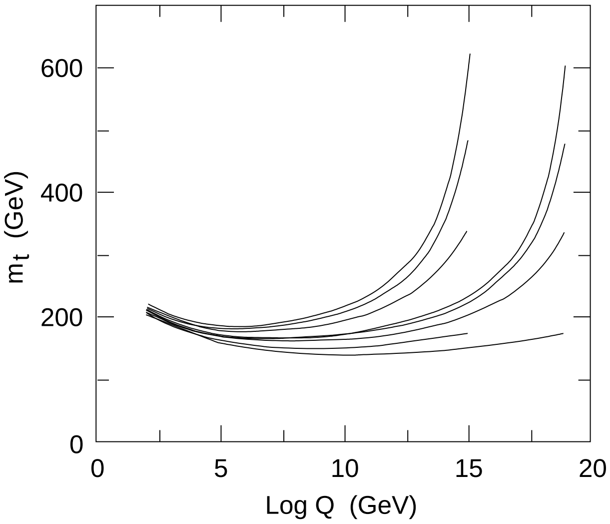


FIG. 1.8 – Convergence des masses du quark top prédites dans le modèle standard sous l'effet des équations du groupe de renormalisation [8].

Cependant, si la condition initiale, à l'échelle d'unification est suffisamment petite, il est possible que les valeurs de λ_t et m_t n'aient pas le temps d'atteindre le quasi point fixe avant que Q soit de l'ordre de m_t. Etant donnée la masse mesurée du quark top, le modèle standard correspond à cette deuxième possibilité.
Cependant, dans certains modèles avec deux doublets de Higgs, en particulier dans des modèles supersymétriques, la masse du quark top découle naturellement de la condition de point fixe induite par les équations du groupe de renormalisation. Ce type de scénario fonctionne soit à faible $\tan\beta$ ($\tan\beta < 3$), soit à grande valeur de $\tan\beta$ ($\tan\beta > 40$).

Par exemple, dans le MSSM à faible valeur de $\tan\beta$, la masse physique du top est donnée par $m_t \simeq A \sin\beta$ avec $A \simeq 190 - 210$ GeV [9]. En imposant l'unification des couplages de Yukawa $\lambda_\tau = \lambda_b$ suggérée par une structure de groupe de type $SU(5)$ à l'échelle de grande unification,, des masses physiques de top à moins de 10% du quasi point fixe sont obtenues [9]. Ces scénarios sont maintenant exclus par les recherches du boson de Higgs à LEP [10]. En revanche, les scénarios à grand $\tan\beta$ restent d'actualité [11], mais leur étude est délicate : il faut éventuellement tenir compte des corrections radiatives causées par le quark b, et des ajustements fins peuvent s'avérer nécessaires.

1.2.5 Condensat de tops.

Comme on vient de le voir, la supersymétrie, dès sa version minimale, résout le problème de la brisure de la symétrie électrofaible. Il est aussi possible de l'expliquer en se plaçant dans un contexte théorique complètement différent dans lequel on introduit une nouvelle interaction forte à l'échelle électrofaible. Le problème de l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible est, en général, résolu par l'introduction du boson de Higgs qui est, en fait, un doublet de $SU(2)_L$ sans toutefois expliquer l'origine de ce boson que l'on a ajouté à la main. Mais on peut également considérer que le secteur de

Higgs du modèle standard n'est que la description effective à basse énergie de la physique engendrée par un iso-doublet non élémentaire de champs scalaires, typiquement un condensat de paires fermions-antifermions ($t\bar{t}$ par exemple [15]).
Le modèle le plus simple que l'on peut construire ainsi permet d'obtenir un condensat de tops grâce à l'introduction d'une interaction forte tronquée ne s'appliquant qu'à la génération de quarks la plus lourde :

$$L^{(\Lambda)} = L^0_{kin} + G(\bar{\psi_L}^{ia} t^a_R)(\bar{t_R}^b \psi^{ib}_L)$$

Dans cette formule a et b sont les indices de couleurs et i l'indice d'isospin, $\psi^T_L = (t_L, b_L)$, L^0_{kin} représente les termes cinématiques usuels des fermions et des bosons de jauge. L'échelle d'énergie à laquelle le condensat $t\bar{t}$ devient effectif est notée Λ. Cette interaction forte tronquée est responsable de la création d'un doublet de Higgs composite :

$$\Phi \propto i\tau_2(\bar{t_R}\psi_L)^{\dagger T}$$

On suppose que les autres termes que l'on pourrait ajouter au lagrangien de l'interaction forte tronquée sont négligeables. En fait on suppose que le quark top, du fait de sa masse élevée, est le seul responsable à la fois de la création de sa propre masse et de la brisure de la symétrie électrofaible.
Cette idée apporte effectivement une réponse à l'origine du boson de Higgs, et donc de la brisure électrofaible mais ne dit rien de l'origine de la nouvelle interaction forte que l'on a introduite plus haut. D'autre part, un calcul complet mène à la prédiction d'une masse du quark top bien trop élevée par rapport à la mesure directe. Pour ces deux raisons ce modèle simple a été abandonné mais l'idée d'une nouvelle interaction forte et du rôle particulier d'un condensat de tops a été reprise dans des modèles de "top color assisted technicolor" [16].

1.3 Propriétés du quark top.

1.3.1 Production du quark top au TeVatron.

Le top peut être produit seul, par un processus d'interaction faible, ou par paires par interaction forte. Les deux processus ont des sections efficaces comparables [17], mais le top produit seul est très difficile à distinguer du bruit de fond, et ce mécanisme de production n'a pas encore été observé expérimentalement [18].

Seule la recherche du quark top produit par paires est abordée dans cette thèse. A l'énergie où opère le TeVatron, la production des paires $t\bar{t}$ par annihilation entre quarks domine à 85%. Le reste du temps, c'est un mécanisme de fusion de gluons qui a lieu. Les graphes de ces processus au premier ordre des perturbations QCD ($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$) sont représentés sur la Fig. 1.9.

Lorsque l'on cherche à calculer la section efficace à l'ordre α_s^3, il faut tenir compte de l'émission de gluons. La contribution de ces gluons est divergente lorsque ceux-ci sont émis colinéairement, ou lorsqu'ils sont peu énergétiques.

Grâce à la structure des équations d'évolution de QCD, on peut écrire les diagrammes dominants à tous les ordres, ils correspondent à des diagrammes en échelle

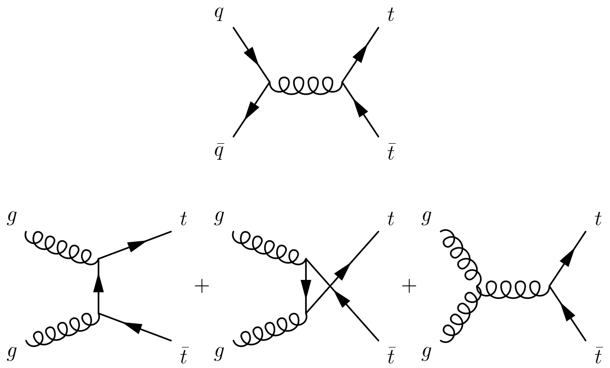


FIG. 1.9 – Diagrammes de production d'une paire $t\bar{t}$ au premier ordre.

du type de celui représenté sur la Fig. 1.10 où les gluons sont strictement ordonnés en énergie. La contribution d'un diagramme où n gluons ont été émis est proportionnelle à $(\alpha_s(Q^2).\log\frac{Q^2}{\mu^2})^n$. Ce qui est remarquable, c'est que l'on peut ainsi calculer la contribution d'un nombre arbitraire de gluons et re-sommer la série des logarithmes dominants. Il s'avère que lorsque cette re-sommation est effectuée, la divergence colinéaire est éliminée.

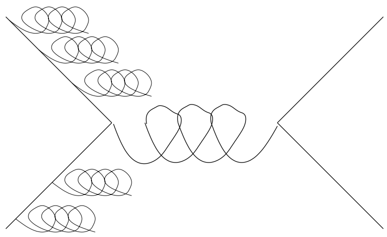


FIG. 1.10 – Emission multiple de gluons.

Un calcul numérique de la section efficace à l'ordre α_s^3 avec re-sommation des logarithmes dominants, est effectué dans la Ref. [19] en prenant une échelle d'énergie commune, $\mu = m_{top}$, pour la factorisation et la renormalisation. Le résultat pour des collisions proton-antiproton à 2 TeV est :

$$\sigma^{t\bar{t}}(m = 175\,\mathrm{GeV}, \sqrt{s} = 2\,\mathrm{TeV}) = 7.56^{+0.10}_{-0.55}\,\mathrm{pb}.$$

L'erreur est déterminée en faisant varier μ entre $m/2$ et $2m$.

Il est à noter qu'un calcul à l'ordre α_s^4 avec re-sommation des logarithmes dominants et sous-dominants a récemment été effectué dans la Ref. [20] et donne :

$$\sigma^{t\bar{t}}(m = 175\,\mathrm{GeV}, \sqrt{s} = 2\,\mathrm{TeV}) = 8.8^{+0.10}_{-0.5}\,\mathrm{pb}.$$

Les variations de la section efficace en fonction de la masse du quark top sont représentées sur la Fig. 1.11. On remarque que la re-sommation des termes logarithmiques a

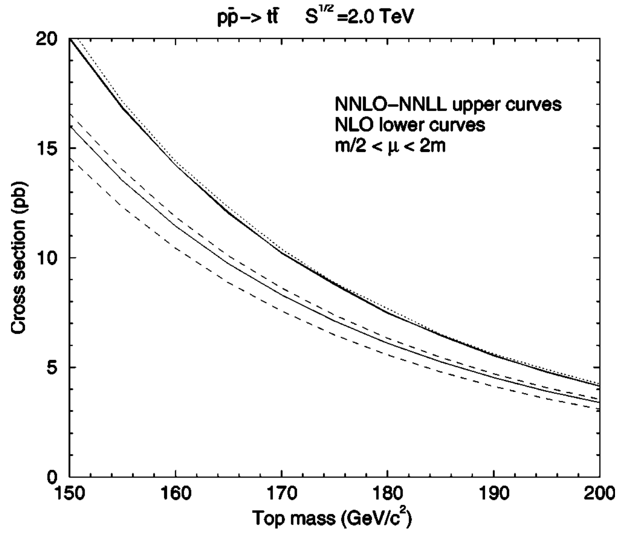


FIG. 1.11 – Section efficace de production $t\bar{t}$ en fonction de la masse du quark top. En trait plein, en haut, la section efficace à l'ordre α_s^4 avec re-sommation des logarithmes dominants et sous-dominants. Les barres d'erreurs en pointillés sont obtenues en faisant varier les échelles de factorisation et renormalisation. La section efficace à l'ordre α_s^3 est représentée en trait plein sur la courbe du bas.

pour conséquence de diminuer de façon notable l'incertitude liée au choix des échelles de factorisation et de renormalisation.

1.3.2 Désintégration du quark top.

Dans le modèle standard, pour $m_t > m_W + m_b$, le quark top se désintègre suivant $t \to W + b$. En effet, en l'absence d'observation de la production électrofaible de quark top, V_{tb} n'est pas mesurable mais se déduit de la condition d'unitarité de la matrice CKM imposée par le modèle standard. On trouve alors que V_{tb} vaut 1 à mieux qu'un pour mille et les contributions de V_{td} et V_{ts} sont négligeables.

D'après le graphe de la Fig. 1.12, la largeur infinitésimale de la désintégration

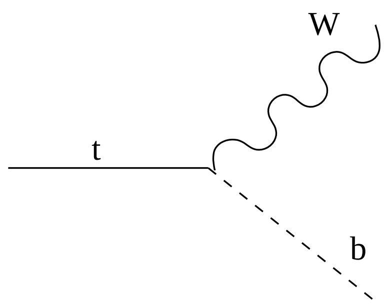


FIG. 1.12 – Diagramme de Feynman de la réaction

s'écrit :

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_t}(2\pi)^4\delta^4(t-W-b)\frac{d^3p_W}{(2\pi)^3 2E_W}\frac{d^3p_b}{(2\pi)^3 2E_b}\frac{1}{2}\sum_{polar\ W,t,b}|M|^2$$

La masse du quark b pouvant être négligée dans les calculs face à celles du t et du W, on obtient :

$$\Gamma = \frac{g_2^2}{64\pi}m_W(\frac{m_t}{m_W})^3(1-\frac{m_W^2}{m_t^2})^2(1+2\frac{m_W^2}{m_t^2})$$

Numériquement, $\Gamma = 1.45$ GeV. Cette largeur est modifiée par des corrections radiatives QCD et électrofaibles [21] et l'on obtient $\Gamma = 1.42$ GeV. La durée de vie est reliée à la largeur de désintégration par $\tau_t = \frac{\hbar}{\Gamma}$ ce qui donne $\tau_t \simeq 4.6\ 10^{-25}$ s. C'est une durée inférieure au temps typique d'hadronisation qui est d'environ 10^{-23} s [4]. De ce fait, le top n'a pas le temps de s'hadroniser.

L'état final de la désintégration d'un quark top est déterminé par la désintégration du boson W. Celui-ci peut subir une désintégration leptonique avec une probabilité 1/9 pour chaque famille ou bien une désintégration hadronique en une paire $c\bar{s}$ ou $u\bar{d}$ avec une probabilité totale de 2/3.

Lorsque l'on étudie les canaux de désintégration d'une paire de W, toutes les combinaisons détaillées dans la table 1.2 doivent être envisagées, sans oublier le fait qu'il y a en plus deux jets de b issus des désintégrations des deux tops.

Mode de désintégration	$e^+\nu_e$	$\mu^+\nu_\mu$	$\tau^+\nu_\tau$	$u\bar{d}$ $c\bar{s}$
$e^-\nu_e$	1	1	1	6
$\mu^-\nu_\mu$	1	1	1	6
$\tau^-\nu_\tau$	1	1	1	6
$\bar{u}d$ $\bar{c}s$	6	6	6	36

TAB. 1.2 – Décompte des 81 désintégrations possibles d'une paire de bosons W.

L'état final peut présenter plusieurs topologies :
- 6 jets (dont 2 de b) : 36/81 (44%)
- électron ou muon + jets : 24/81 (30%)
- tau + jets : 12/81 (15%)
- tau + lepton : 5/81 (6%)
- dileptons : 4/81 (5%)

Ceci est résumé sur la Fig 1.13.
Le tau est traité séparément parce qu'il est difficile à identifier, et les canaux avec tau dans l'état final ne sont actuellement pas exploités. Seuls les canaux électron ou muon+jets, notés $e+jets$ et $\mu+jets$ seront étudiés par la suite.

1.3.3 Génération des événements $t\bar{t}$.

Afin d'étudier les propriétés et la reconstruction des événements $t\bar{t}$, des événements Monte-Carlo ont été générés à l'aide de `PYTHIA` [22] 6.203. La masse du quark top

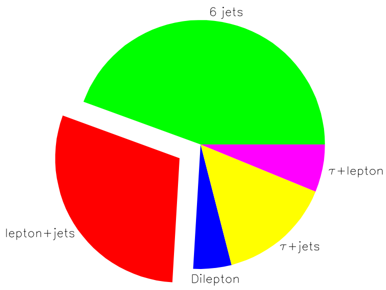


FIG. 1.13 – Rapport d'embranchement des différents canaux d'une désintégration $t\bar{t}$ suivant les modes de désintégration des deux W.

a été fixée à $175\,\text{GeV}/c^2$ et l'énergie dans le centre de masse est $\sqrt{s} = 1.96\,\text{TeV}$. Le modèle des fonctions de structure des partons du proton et de l'antiproton utilisé est CTEQ4L [23]. L'échelle d'énergie utilisée pour le calcul du processus dur est :

$$Q^2 = p_\perp^2 + \left(P_1^2 + P_2^2 + m_3^2 + m_4^2\right)/2$$

où $p_\perp$ est l'énergie transverse des quarks top produits ; 1 et 2 sont les quarks ou gluons incidents, et les partons 3 et 4 sont les quarks top et anti-top.
`PYTHIA` gère les radiations dans l'état initial et l'état final, et simule l'hadronisation des partons. Enfin il simule l'événement sous-jacent. Il apparaîtra dans le chapitre 3 que dans le cadre de l'étiquetage des saveurs lourdes par les électrons dans les jets, l'utilisation de l'impulsion transverse du lepton par rapport au jet permet de réduire le bruit de fond. Bien que la modélisation par `PYTHIA` de cette quantité ne soit pas optimale, une méthode alternative n'était pas disponible à l'époque.

Plusieurs lots ont été constitués, selon le mode de désintégration des W. Seuls les lots $e + jets$ et $\mu + jets$ ont été nécessaires pour mener les analyses décrites dans le chapitre 5. Sur la Fig. 1.14, on constate que le W issu de la désintégration est produit avec une grande énergie transverse de l'ordre de $75\,\text{GeV}/c$. En conséquence, lors des désintégrations leptoniques, les leptons sont particulièrement durs : ils ont en moyenne $45\,\text{GeV}/c$ d'énergie transverse et ils sont particulièrement centraux ainsi que l'on peut le constater sur la Fig. 1.15. De même, les quarks b ont une grande impulsion transverse : $70\,\text{GeV}/c$ en moyenne et ils sont également très centraux (voir Fig. 1.16).

Enfin, ces événements ont une grande énergie manquante ainsi qu'on le constate sur la Fig. 1.17 où le spectre de l'énergie transverse du neutrino est représenté. Une énergie transverse d'au moins $20\,\text{GeV}/c$ pour le lepton isolé (supposé provenir du W), ainsi qu'une énergie transverse manquante supérieure à 20 GeV seront deux des critères de présélection des événements $t\bar{t}$. Dans l'analyse, une énergie transverse d'au moins 20 GeV sera requise pour les jets.

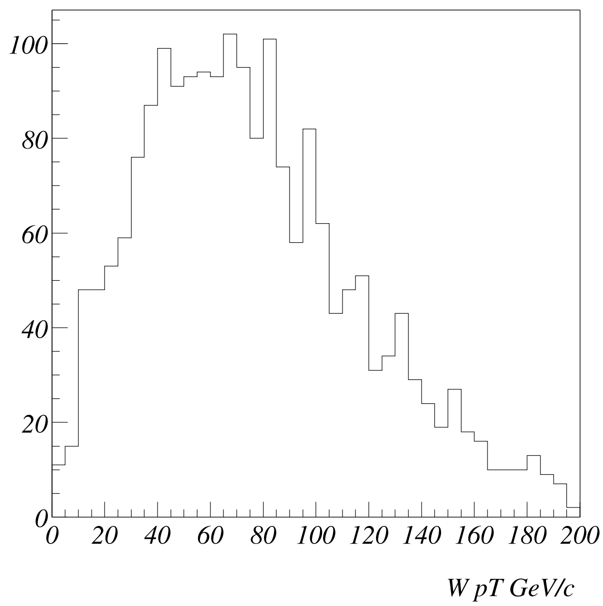


FIG. 1.14 – Energie transverse du W.

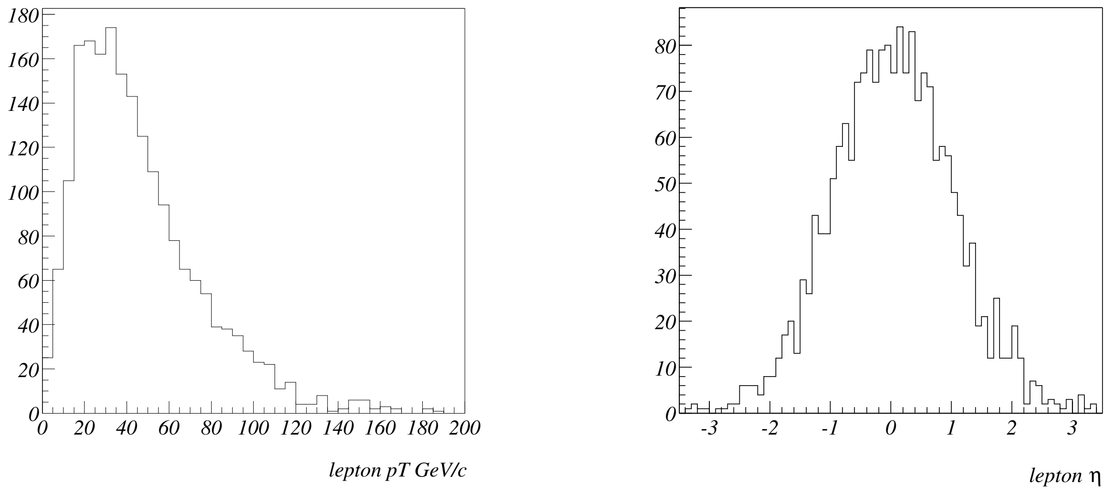


FIG. 1.15 – Energie transverse et pseudo-rapidité du lepton issu du W.

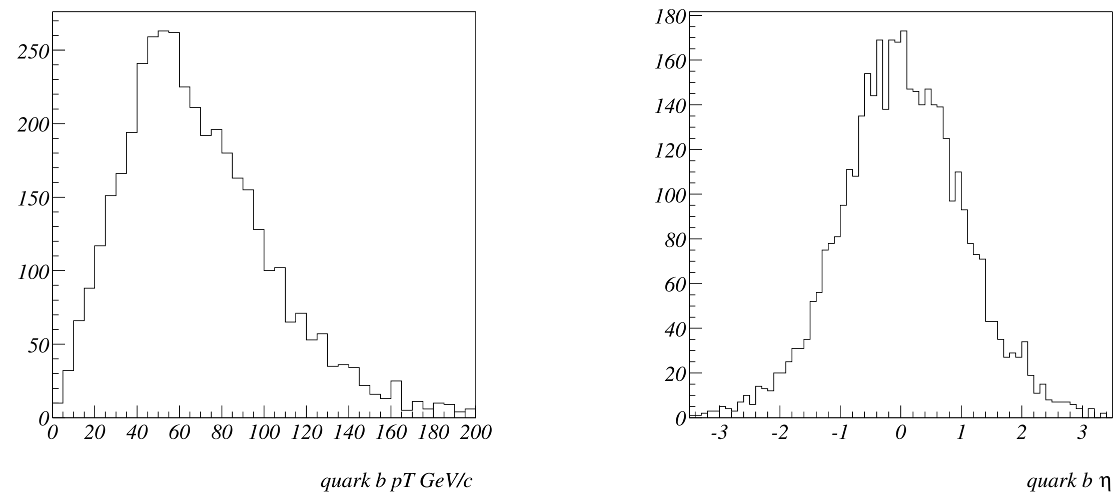


FIG. 1.16 – Energie transverse et pseudo-rapidité des quarks b.

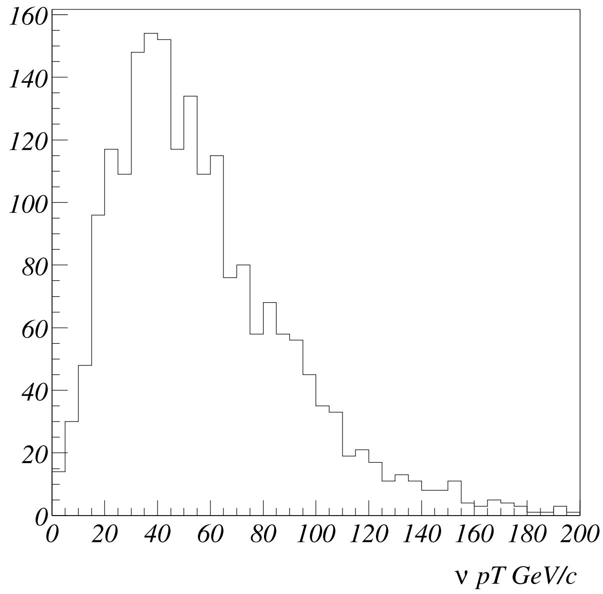


FIG. 1.17 – Energie transverse du neutrino provenant du W.

Chapitre 2

Accélérateur et Détecteur

Dans ce chapitre, le complexe d'accélérateurs de Fermilab sera décrit depuis la création et l'accélération des faisceaux de protons et antiprotons jusqu'à leur collision dans le TeVatron. Dans une deuxième partie, le détecteur DØ, l'un des deux détecteurs se trouvant sur le TeVatron sera détaillé. Enfin la reconstruction des différents objets physiques intervenant dans l'analyse sera détaillée.

2.1 La chaîne d'accélérateurs.

Le TeVatron est un collisionneur proton-antiproton dont le démarrage remonte à 1983. Il se situe à FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) dans la banlieue de Chicago au Etats-Unis. C'est un collisionneur de 6.3 km de circonférence sur lequel deux détecteurs, CDF et DØ, sont placés aux points de collision B0 et D0 respectivement. Il a connu plusieurs phases de fonctionnement. De 1992 à 1996 l'énergie dans le centre de masse était de 1.8 TeV. Au cours de cette période, le Run 1, les deux expériences ont recueilli $120\,\mathrm{pb}^{-1}$ de données et ont, entre autre, mis en évidence le quark top [1]. En 1996, le TeVatron a été arrêté pour permettre la mise en œuvre d'une série d'améliorations dans le but d'augmenter de façon significative la luminosité délivrée aux expériences [24]. L'objectif est d'atteindre $15\,\mathrm{fb}^{-1}$ à la fin du Run 2. Ce dernier sera séparé en deux périodes, souvent appelées Run2a et Run2b, par un arrêt de quelques mois afin de remplacer les détecteurs au silicium des deux expériences qui ont été conçus pour supporter environ $2\,\mathrm{fb}^{-1}$. Pour tenir de tels engagements, la chaîne d'accélérateurs de FNAL a été modifiée en profondeur avec notamment la construction de deux nouveaux anneaux, l'injecteur principal et le recycleur [25]. Une vue d'ensemble du complexe d'accélérateurs est donnée par la Fig. 2.1.

Le Run 2 a commencé en mars 2001 à une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV et doit prendre fin au moment où le TeVatron, qui est pour l'instant le collisionneur le plus puissant du monde, ne sera plus compétitif face au Large Hadron Collider du CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire). Toutefois, après deux années de fonctionnement et un démarrage laborieux, les objectifs du TeVatron ont été rééchelonnés. Les performances du TeVatron au Run 2 seront résumées à la fin de cette section.

Les collaborations CDF et DØ ont profité des cinq années d'arrêt de la machine

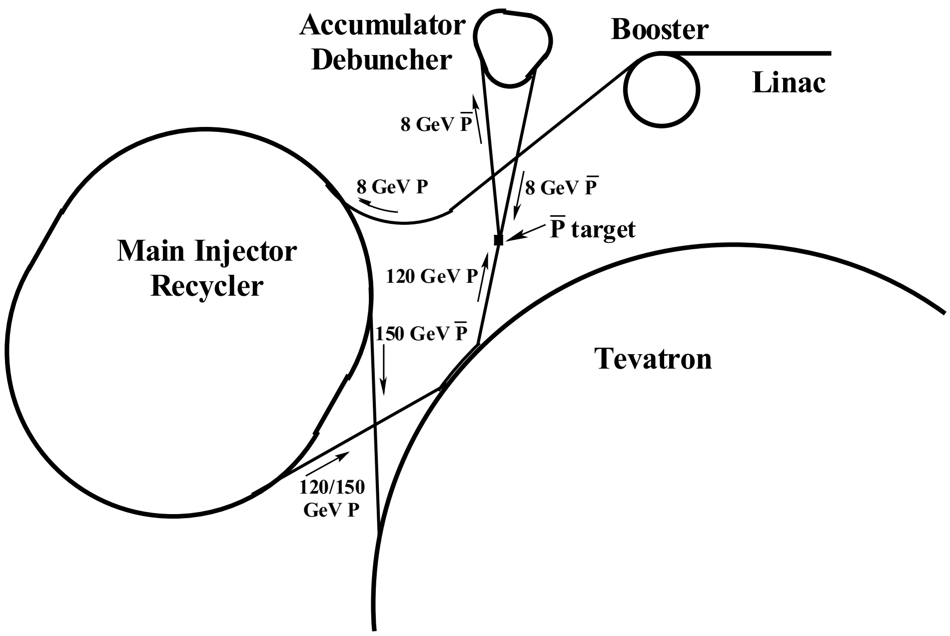


FIG. 2.1 – Vue d'ensemble de la chaîne d'accélérateur de FNAL.

pour apporter des améliorations à leur détecteur. Elles seront détaillées pour DØ dans le paragraphe 2.2.

2.1.1 Le faisceau de protons.

La première étape de la production des protons consiste à placer des atomes d'hydrogène dans un champ électrique pour obtenir des ions H^-. Ces derniers sont accélérés grâce à un champ électrostatique dans un accélérateur de Cockroft-Walt jusqu'à 0.75 MeV. Ils parcourent ensuite le Linac, un accélérateur linéaire de 130 m de long pour en ressortir avec une énergie de 400 MeV. Les ions H^- traversent ensuite le booster, un synchrotron de 475 m de circonférence, où ils sont épluchés de leurs électrons à la traversée d'une feuille de carbone. Les protons ainsi obtenus sortent du booster avec une énergie de 8 GeV à raison d'un gain de 500 keV par tour. Les protons poursuivent leur chemin dans l'injecteur principal. C'est un nouvel anneau synchrotron de 1 km de diamètre qui a été achevé en 1999. Il remplace et complète l'injecteur du Run 1, le Main Ring, qui se trouvait dans le tunnel du TeVatron, à quelques mètres au dessus de lui. Le Main Ring traversait le calorimètre de DØ et constituait une source importante de bruit.

Le nouvel injecteur principal permet :

- d'accélérer les protons du booster jusqu'à 150 GeV et de les regrouper en paquets de 2.7×10^{11} particules,
- d'accélérer les protons du booster jusqu'à 120 GeV et de les regrouper en paquets

de 2×10^{12} particules ; ces protons sont ensuite envoyés sur la cible de productions des antiprotons,
- d'accélérer des antiprotons du recycleur et de l'accumulateur jusqu'à 150 GeV et de les regrouper en paquets de 7×10^{10} particules pour l'injection dans le TeVatron,
- de décélérer des antiprotons jusqu'à une énergie de 8 GeV avant d'être injectés dans le recycleur,
- d'accélérer des protons jusqu'à 120 GeV avant de les envoyer vers les expériences sur cibles fixes.

Les fonctions du recycleur et de l'accumulateur sont décrites dans la section suivante.

2.1.2 Le faisceau d'antiprotons.

Le taux de production des antiprotons est le facteur limitant l'augmentation de la luminosité. Pour le Run 2, un gros effort a donc été mis sur le faisceau d'antiprotons [26].

Comme on vient de le noter, l'injecteur principal produit, entre autre, un faisceau de protons de 120 GeV qui est envoyé sur une cible de nickel de 10 cm de diamètre et 2 cm d'épaisseur. Les particules secondaires produites lors de la traversée de la cible sont focalisées par une lentille magnétique au lithium et un aimant dipolaire permet ensuite de filtrer les antiprotons. Il faut en moyenne 50000 protons pour produire un antiproton. Le rendement très faible de ce mode de production a toutefois été amélioré par rapport au Run 1 grâce à une meilleure focalisation des particules sortant de la cible à l'aide de la lentille. Les antiprotons ainsi produits même s'ils ont en moyenne une énergie de 8 GeV, sont très dispersés en énergie. D'autre part, le faisceau d'antiprotons obtenu est pulsé comme l'était le faisceau de protons incident. Les antiprotons partent donc vers le debuncheur. Il s'agit d'un anneau triangulaire de 505 m de long qui permet de réduire la dispersion en énergie du faisceau par refroidissement stochastique. Dans le même temps, le faisceau perd sa répartition en paquet héritée du faisceau de protons initial. Les antiprotons sont finalement stockés dans l'accumulateur avant d'être transférés dans l'injecteur principal. Il faut huit heures de fonctionnement de cet ensemble pour accumuler 1.3×10^{12} antiprotons.

Un anneau à aimants permanents, le recycleur, se trouve dans le même tunnel que l'injecteur principal. Cet anneau a été construit pour le Run 2 et doit avoir un impact important sur la luminosité délivrée par le TeVatron. En effet, sa fonction est de récupérer les antiprotons du TeVatron lorsque le cycle de collisions s'achève. Ainsi, il est prévu de gagner un facteur deux sur le nombre d'antiprotons. Toutefois, la mise en service de cet anneau n'est pas prévue avant le Run 2b. Le refroidissement des antiprotons du recycleur doit se faire grâce à un faisceau d'électrons [27], technique qui permet de refroidir un faisceau de haute intensité. Ces antiprotons suivent ensuite le chemin des antiprotons qui viennent d'être produits vers le debuncher et l'accumulateur. En effet, le recycleur n'a pas d'injection directe dans l'injecteur principal.

2.1.3 Le TeVatron.

Le dernier élément de la chaîne d'accélération est un synchrotron supraconducteur, le TeVatron. Il accélère les faisceaux de protons et d'antiprotons de 150 GeV à 980 GeV. Une fois cette énergie obtenue, les faisceaux sont utilisables entre 8 et 10h. Entre le Run 1 et le Run 2 où l'énergie des faisceaux est passée de 900 à 980 GeV, un nouveau système de cryogénie a été installé. En effet, les aimants supraconducteurs du TeVatron fonctionnent à 3.6 K. A l'heure actuelle, les faisceaux de protons et d'antiprotons sont faits de 36 paquets contre 36 paquets qui sont répartis en trois superpaquets séparés de 2.6 μs. Les douze paquets d'un superpaquet sont séparés de 396 ns. Pour le Run 2b, à l'origine, une structure différente des faisceaux était prévue de 140 paquets de protons contre 103 paquets d'antiprotons. Cette structure aurait imposé également d'introduire un angle entre les faisceaux et de réduire le temps entre les croisements à 132 ns. Les principales caractéristiques du TeVatron du Run 1 au Run 2 sont résumées dans le tableau 2.1. Toutefois, il faut noter que le Run 2b dans la forme présentée dans le tableau 2.1 a de grande chance d'être abandonné [28]. La configuration finale des paramètres du TeVatron resterait alors celle du Run 2a nominal. D'autre part, l'opportunité de la mise en service du recycleur est actuellement en cours de discussion.

Après deux années de fonctionnement, et après un démarrage difficile, les objectifs du TeVatron en terme de luminosité sont aujourd'hui rediscutés afin de faire face aux difficultés rencontrées par la machine. En effet, lors du démarrage du TeVatron en mars 2001, il est apparu qu'un certain nombre de problèmes ne trouveraient pas de solution immédiate. On notera notamment :

- l'émittance transverse dans l'accumulateur,
- l'interaction faisceau-faisceau dans le TeVatron,
- le mauvais vide au niveau de CDF,
- la durée de vie des faisceaux,
- les pertes lors des transferts d'un anneau à l'autre.

Malgré de nombreux progrès, la fraction d'antiprotons produits qui est utilisée dans les collisions reste de 16%. Pour atteindre les objectifs de 2003, il faut maintenant augmenter le taux de production des antiprotons ainsi que l'intensité des protons par paquet.

La luminosité actuellement accumulée par DØ depuis le printemps 2001 est d'environ 85 pb^{-1}. Le détecteur DØ est entièrement équipé depuis le printemps 2002. La Fig. 2.2 en haut résume la luminosité délivrée par le TeVatron depuis le début du Run 2 et la Fig. 2.2 en bas montre les prévisions pour l'année à venir [28].

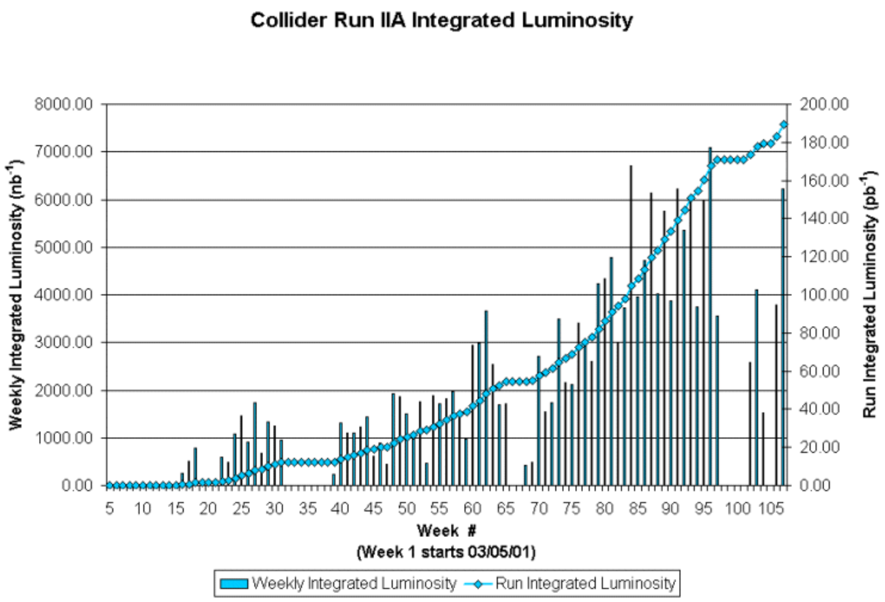
2.2 Le détecteur DØ.

L'expérience DØ a été proposée en 1983. Le détecteur se compose de trois sous-ensembles :

- le détecteur de traces,
- le calorimètre,
- le détecteur à muons.

RUN	1b (1993-95) (6 × 6)	actuellement	objectif pour 2003	2 nominal (36 × 36)	2 (140 × 103)	
nbre de p/bunch	2.3×10^{11}	1.6×10^{11}	2.4×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}	
nbre de $\bar{\mathrm{p}}$/bunch	5.5×10^{10}	2.5×10^{10}	3.1×10^{10}	1.4×10^{11}	$1. \times 10^{11}$	
nbre de total de $\bar{\mathrm{p}}$	3.3×10^{11}	9.1×10^{11}	1.1×10^{12}	4.8×10^{12}	11×10^{12}	
taux de production de $\bar{\mathrm{p}}$	4.2×10^{10}	6.9×10^{10}	$11. \times 10^{10}$	$4. \times 10^{11}$	5.2×10^{11}	h^{-1}
émittance des p	23π	19π	20π	20π	20π	mm − mrad
émittance des $\bar{\mathrm{p}}$	13π	14π	15π	14π	15π	mm − mrad
énergie des faisceaux	900	980	980	980	980	GeV
nbre de paquets de p	6	36	36	36	103	
nbre de paquets de $\bar{\mathrm{p}}$	6	36	36	36	140	
longueur d'un paquet (rms)	0.6	0.6	0.54	0.54	0.37	m
angle de croisement	0	0	0	0	136	μrad
luminosité	0.16×10^{32}	0.37×10^{32}	0.66×10^{32}	3.3×10^{32}	5.2×10^{32}	$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
luminosité intégrée	3.2	6	12	70	105	pb^{-1}/semaine
temps entre les croisements	~ 3500	396	396	396	132	ns
nbre d'interactions par croisement	2.5	1	1.7	8.5	4.6	

TAB. 2.1 – Les paramètres principaux du TeVatron et leur évolution du Run 1 au Run 2



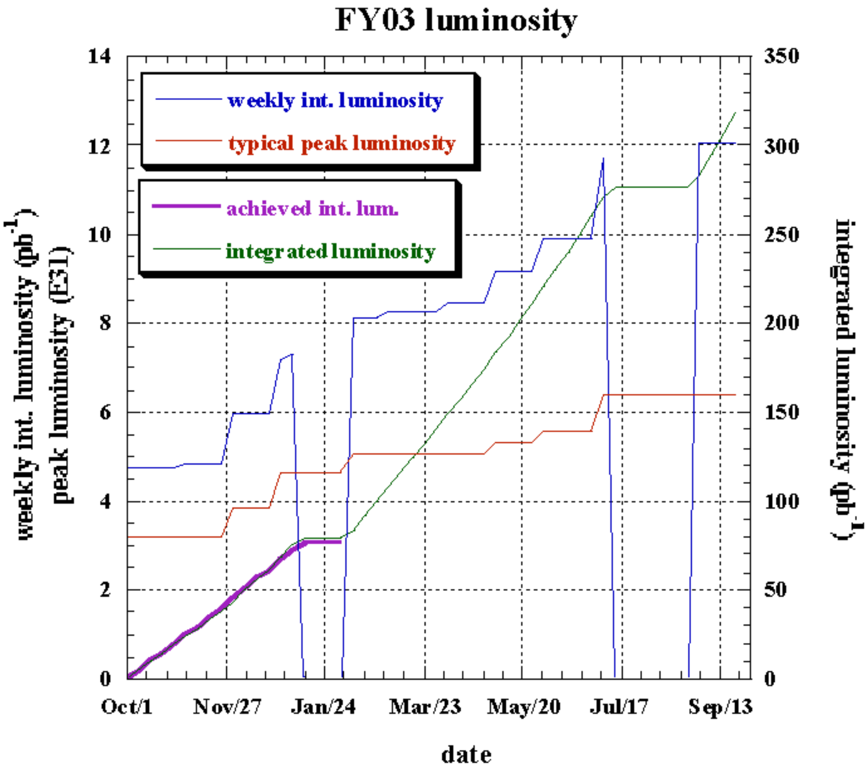


FIG. 2.2 – Luminosité délivrée par le TeVatron depuis le démarrage du Run 2. La figure débute la première semaine de mai 2001 en haut. Prévision de luminosité délivrée par le TeVatron pour l'année 2003. Ces prévisions supposent que plusieurs problèmes de la chaîne d'accélérateurs soient résolus.

Ces trois sous-détecteurs sont concentriques et parallèles à l'axe du faisceau pour leur partie dite centrale et consécutifs et perpendiculaires à cet axe pour leurs parties dites bouchons. Les deux parties bouchons viennent refermer le cylindre de la partie centrale.

Même si le détecteur du Run 1 était fait des mêmes sous-détecteurs, de nombreux éléments ont été améliorés ou remplacés pour tenir compte des nouvelles contraintes imposées par la machine. L'intervalle de temps entre deux paquets est passé de 3.5 μs au Run 1 à 396 ns au Run 2, il a donc fallu remplacer toute l'électronique de lecture qui n'était plus assez rapide. D'autre part, l'ensemble du détecteur interne a été remplacé. Un aimant supraconducteur de 2T a été ajouté et à l'intérieur de l'aimant se trouvent deux nouveaux détecteurs de traces, un détecteur en silicium et un détecteur à fibres scintillantes.

Ainsi, par rapport au Run 1, la mesure de l'impulsion des traces centrales chargées et la reconstruction de vertex secondaires sont désormais possibles. Un détecteur de pied de gerbe a été également ajouté après la bobine afin de renforcer les capacités du détecteur en terme d'identification d' électrons et de photons. Comme le montre la fin de ce chapitre, ce détecteur n'est pas encore utilisé couramment pour l'identification électromagnétique. Le détecteur à muons a aussi été amélioré. De plus, de nouveaux systèmes de déclenchement ont été ajoutés. Chaque sous-détecteur et ses améliorations seront détaillés dans les parties suivantes puis une introduction au système de déclenchement sera donnée.

Une vue en coupe du détecteur DØ est présentée sur la Fig. 2.3. Notons également l'installation de détecteurs de protons vers l'avant de chaque côté et à environ 50 m du point de collision. Ils permettent de détecter les protons faiblement déviés des interactions diffractives car on vient les placer très près du faisceau.

Le repère de DØ est direct tel que l'axe z est l'axe du faisceau, le sens positif est le sens de circulation des protons. L'angle polaire θ ($\theta = 0$ le long de l'axe z) est remplacé par la pseudorapidité η. En effet, dans les collisioneurs hadroniques où la distribution de l'angle θ de l'ensemble des particules produites n'est pas uniforme, on préfère utiliser la pseudorapidité $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$, qui rend la distribution angulaire approximativement uniforme. La pseudorapidité est l'approximation ultra relativiste de la rapidité y qui paramétrise la transformation de Lorentz qui fait passer du référentiel du détecteur à celui de la particule en translation selon l'axe z :

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z} \approx \frac{1}{2}\ln\frac{E(1+\cos\theta)}{E(1-\cos\theta)} = \frac{1}{2}\ln\frac{2\cos^2\frac{\theta}{2}}{2\sin^2\frac{\theta}{2}} = -\ln\tan\frac{\theta}{2} = \eta$$

De plus, du fait de la taille des paquets de protons et d'antiprotons, la coordonnée z du vertex suit une distribution gaussienne centrée en 0, de largeur 28 cm. Ainsi η peut être calculé soit par rapport au vertex principal et indépendamment du détecteur comme cela vient d'être défini, soit par rapport au centre du détecteur ; on notera alors cette quantité η_{det}. Si les collisions se produisaient en $z = 0$, η et η_{det} seraient identiques (Fig. 2.4). Toutes les références à l'acceptance des sous détecteurs de la suite de ce chapitre utilisent la quantité η_{det}.

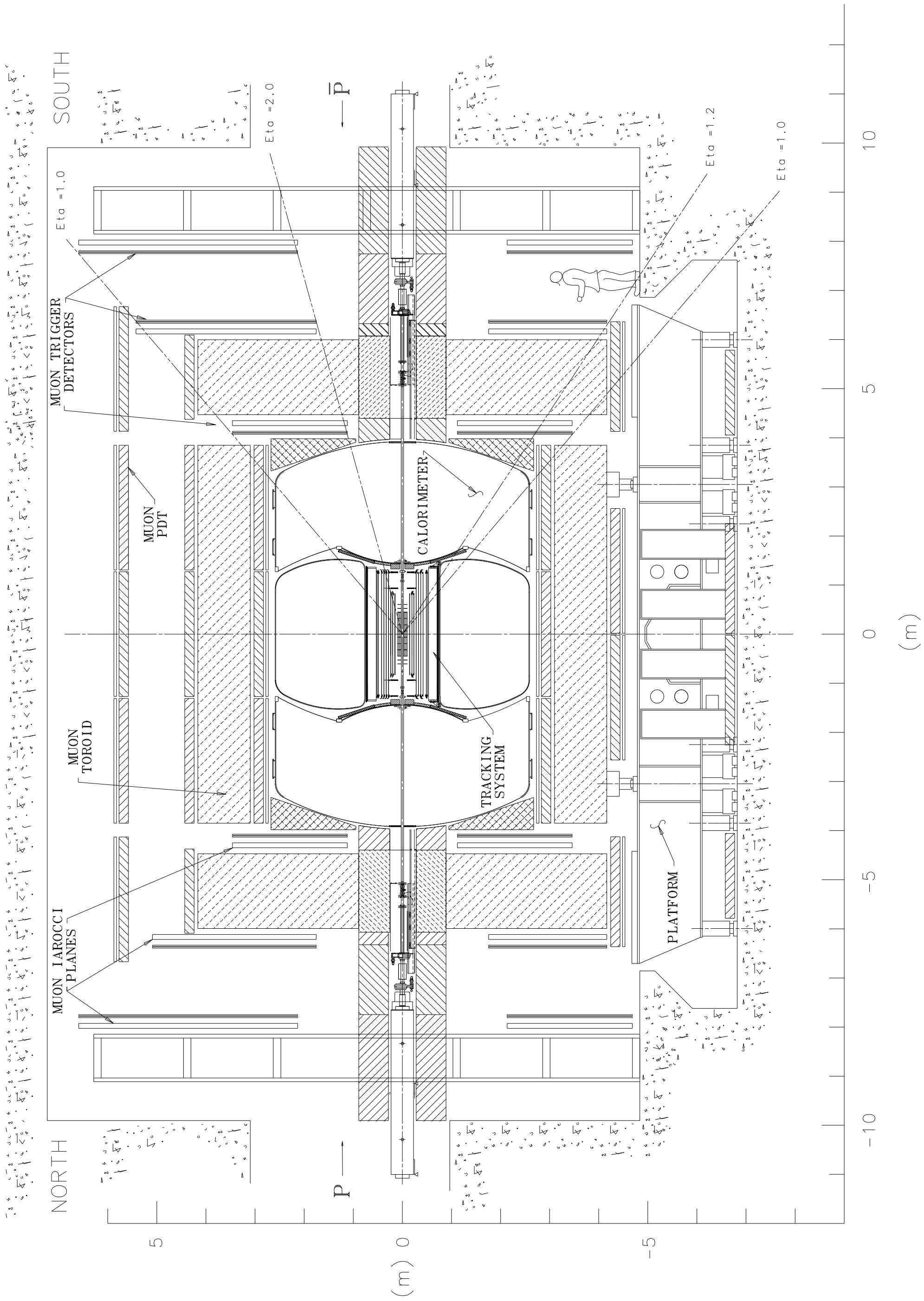


Fig. 2.3 – Vue en coupe du détecteur DØ du Run 2.

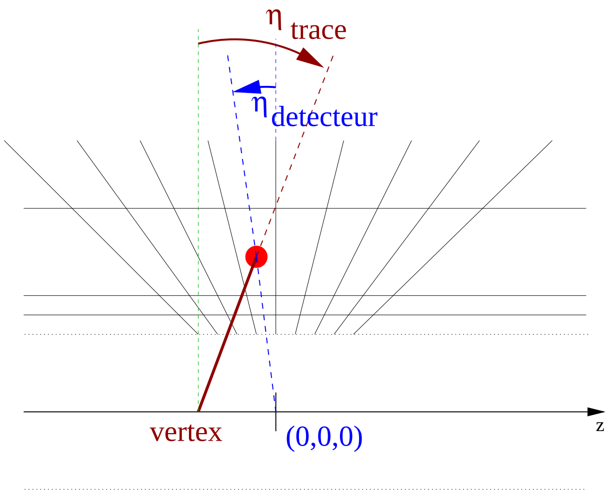


FIG. 2.4 – Différence entre η et $\eta_{dét}$.

2.2.1 Le détecteur de traces.

Le détecteur de traces se compose d'un détecteur de vertex en silicium entouré d'un détecteur à fibres scintillantes. L'ensemble est plongé dans un champ magnétique de 2 T, uniforme à mieux que 0.5%, produit par une bobine supraconductrice. Des détecteurs de pied de gerbe viennent compléter cet ensemble à l'intérieur de la cavité calorimétrique. Les détecteurs de pied de gerbe ont été ajoutés pour combler la perte en résolution du calorimètre du Run 1 au Run 2 puisque l'ajout de la bobine au Run 2 a aussi conduit à ajouter de 0.8 à 2 X_0 de matière en fonction de η devant le calorimètre.

2.2.1.1 Le détecteur de vertex (Silicon Microstrip Tracker).

Une vue tridimensionnelle du SMT est présentée sur la Fig 2.5 extraite de [29]. On peut y distinguer la répartition des deux éléments qui constituent le SMT : des cylindres et des disques dont la couverture angulaire s'étend jusqu'à $|\eta|$=3. Le SMT est fait de deux parties. La première couvre une acceptance $|\eta| < 1.5$ et permet de reconstruire la position longitudinale du vertex primaire qui peut être réparti sur 50 cm le long de l'axe du faisceau. Elle est faite de 6 tonneaux consécutifs de 12 cm chacun et se terminant par un disque F. De chaque côté se trouvent en plus 3 disques F supplémentaires. Les tonneaux sont arrangés en 4 couches successives soit 72 détecteurs au total (Fig 2.6) dont les rayons vont de 2.7 à 9.4 cm. Comme on peut le voir sur la Fig 2.6, pour une meilleure herméticité chaque couche est en fait constituée de deux sous-couches se recouvrant en partie. A l'avant, le SMT est complété par deux disques H de chaque côté qui permettent d'étendre sa couverture angulaire jusqu'à $|\eta| < 3$.

Deux types de détecteurs équipent le SMT, des détecteurs simple face et double face. Les double face sont plus difficiles à réaliser mais minimisent la quantité de silicium sur le chemin des particules. Ils sont deux fois moins épais (300 μm) pour autant de voies de lecture. Pour les tonneaux, les pistes d'une face sont parallèles à l'axe du faisceau et

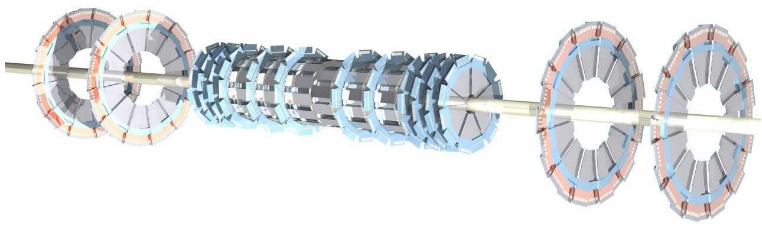
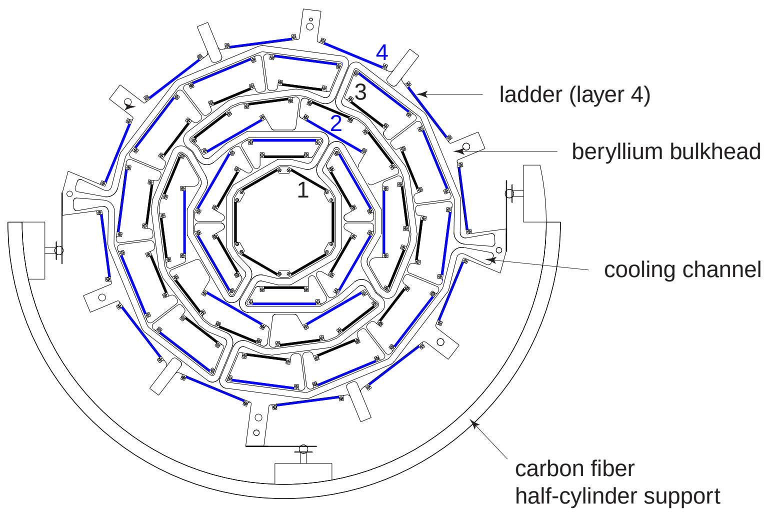


FIG. 2.5 – Vue tridimensionnelle du SMT.



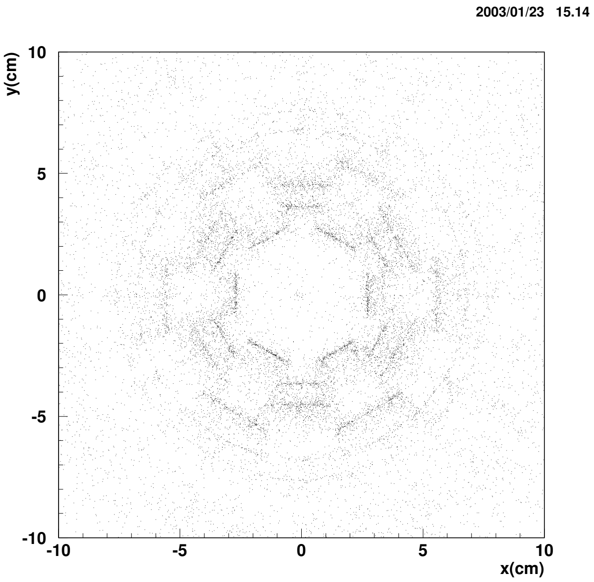


FIG. 2.6 – Vue en coupe du SMT à gauche et cartographie à l'aide de paires converties dans le SMT à droite.

les autres font un angle de 2° ou 90° avec cet axe. Les pistes des disques F font un angle stéréo de $\pm 15°$ par rapport à un rayon de référence et les disques H un angle stéréo de $\pm 7.5°$. Les micro-pistes de silicium ont un pas de 50 μm, 60 μm ou 150 μm. Chaque détecteur est monté sur un support en béryllium et ils sont alignés entre eux avec une précision de l'ordre de 10 μm. L'ensemble permet d'obtenir une résolution sur un impact de $10 \mu m$ dans le plan $r-\varphi$ et de 40 μm dans le plan z. La zone lumineuse a une largeur de 30 μm $\times$ 90 μm dans le plan transverse. Le vertex primaire d'un événement $t\bar{t}$ est reconstruit avec une résolution de 15-30 μm en $r-\varphi$.

Le SMT sera utilisé par le système de déclenchement de niveau 2. Une électronique intégrée située sur les supports de béryllium effectue la lecture de 793000 voies de lecture. Ces mêmes supports abritent également le système de refroidissement. Une fois irradié, le détecteur doit rester à une température basse de -5°C, sous peine d'être détérioré. Pour cette raison, il est en permanence refroidi par un mélange eau-glycol. Le SMT pourra fonctionner jusqu'à une dose d'irradiation d'environ 1 Mrad. La couche interne du SMT reçoit de l'ordre de 0.5 Mrad$/fb^{-1}$, c'est pourquoi le SMT devra être remplacé pour le Run 2b.

2.2.1.2 Le détecteur à fibres scintillantes (CFT).

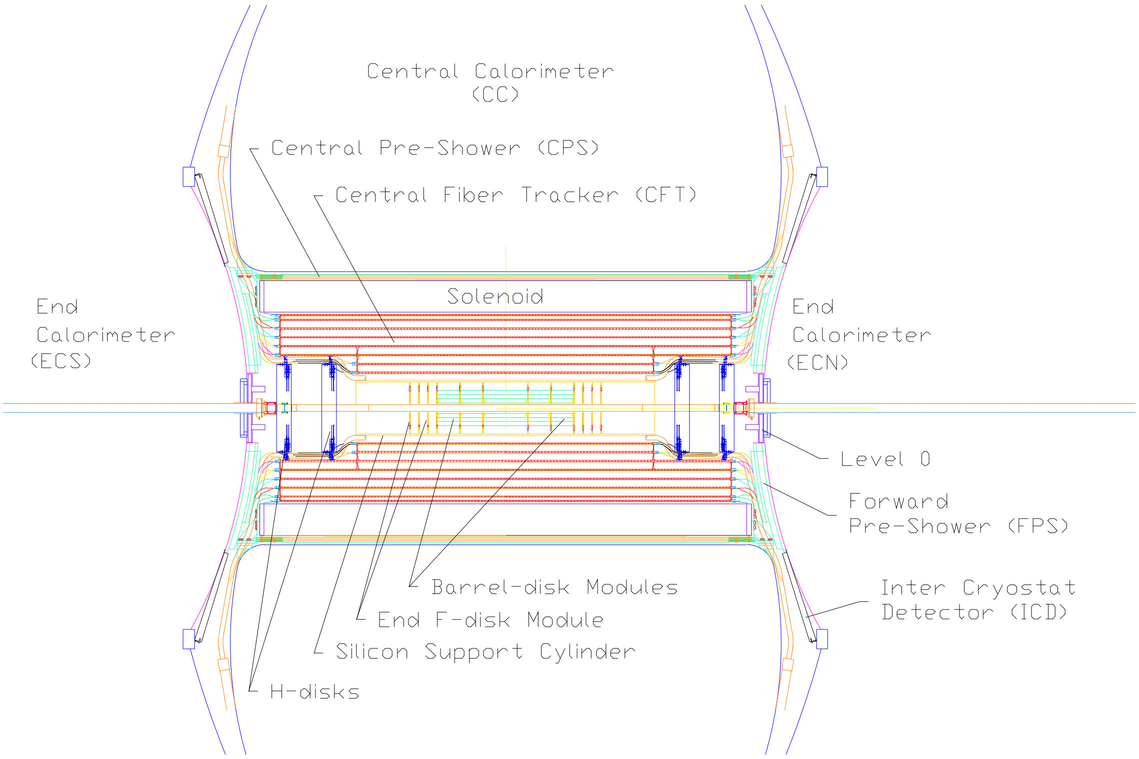


FIG. 2.7 – Vue en coupe de l'ensemble de la cavité centrale de DØ. Le SMT, le CFT, le solénoïde et les détecteurs de pied de gerbe central et avant sont indiqués.

Le détecteur à fibres scintillantes se trouve autour du SMT [32]. Il se compose de 8 cylindres concentriques dont les rayons vont de 20 à 52 cm. Les deux cylindres internes font 1.66 m de long contre 2.52 m pour les 6 autres (Fig 2.7). Ce détecteur représente 77000 voies de lecture, couvre une acceptance jusqu'à $|\eta| < 2$ et est utilisé dès le niveau 1 de déclenchement. Pour chaque cylindre, on trouve deux couches de fibres. Les fibres de la première couche sont toujours parallèles à l'axe du faisceau alors que celles de la deuxième couche font un angle stéréo de $\pm 2°$ suivant le cylindre par rapport à l'axe du faisceau. De plus, chaque couche de fibres est en fait faite de deux sous-couches de fibres superposées et décalées d'un rayon de fibre ($415\,\mu$m). Elles sont positionnées avec une précision de $25\,\mu$m. Les fibres traversées par une particule chargée émettent par scintillation de la lumière visible à la longueur d'onde de 530 nm. La lumière est ensuite conduite par une fibre guide d'onde jusqu'au système de lecture, les VLPC, se trouvant sous le calorimètre environ 6 m plus loin. Les VLPC (Visible Light Photon Counter) sont des convertisseurs lumière-courant. Ils sont rapides avec une efficacité quantique de 70% et un gain élevé (entre 17000 et 65000) mais doivent être maintenus à 9 K ; de plus leur gain dépend fortement de la température. Ils sont donc plongés dans un cryostat d'hélium liquide. En moyenne, une particule en incidence normale donnera

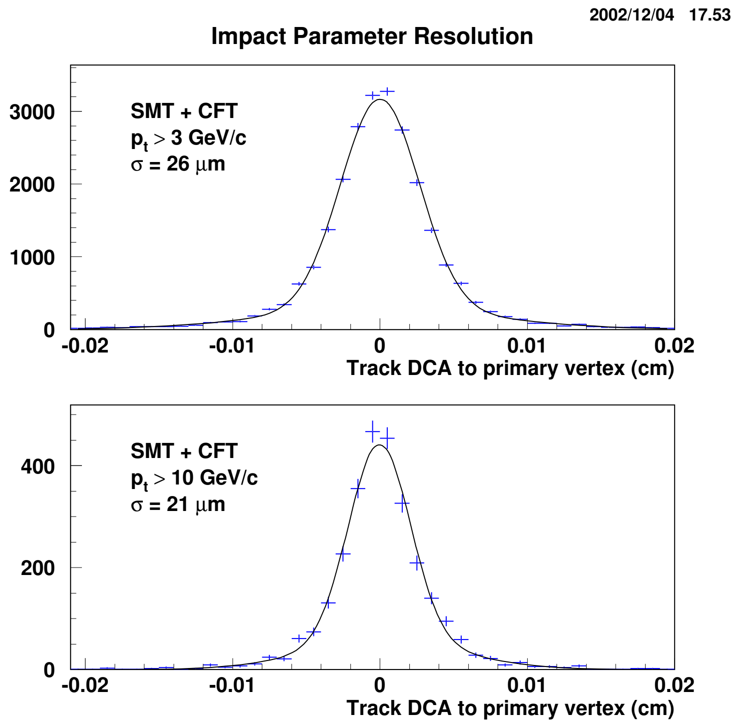


FIG. 2.8 – Résolution sur le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire. Dans les événements choisis ici, au moins 15 traces contribuent au vertex primaire et la trace dont le paramètre d'impact est étudié est exclue de l'ajustement du vertex primaire.

10 photoélectrons à la sortie des VLPC. L'efficacité par fibre est d'environ 98% mais le nombre de photoélectrons produits décroît avec l'exposition aux radiations.

Le CFT permet une mesure à $100\,\mu$m près de la position d'un impact dans le plan $r - \varphi$. L'alignement entre le CFT et le SMT est de l'ordre de $40\,\mu$m. La résolution nominale du détecteur de traces internes dans son ensemble est de :

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \sqrt{0.015^2 + (0.0014 p_T)^2}$$

ce qui correspond à 7% pour une particule chargée de 50 GeV. La Fig 2.8 donne la résolution de détecteur de traces SMT+CFT sur le paramètre d'impact soit $21\,\mu$ m dans le plan $r - \varphi$ pour des particules de plus de 10 GeV d'impulsion transverse.

2.2.1.3 Les détecteurs de pieds de gerbe (CPS et FPS).

Les détecteurs de pied de gerbe permettent de mesurer la position des électrons, bien plus précisément que ne le permet le calorimètre. Lorsqu'ils seront calibrés, ils permettront aussi de corriger les pertes d'énergie des électrons et des photons dans le solénoïde et enfin de participer à la séparation particules électromagnétiques / hadrons. Le CPS est le détecteur de pied de gerbe central qui s'étend jusqu'à $|\eta| < 1.3$ et se trouve juste avant le cryostat du calorimètre. Les FPS sont les détecteurs de pied de gerbe des parties bouchons. Ils sont collés à la face interne des calorimètres avant. Ils couvrent l'acceptance $1.4 < |\eta| < 2.5$. Ces détecteurs sont faits de sandwichs plomb-scintillateur, ce dernier ayant des couches axiales et stéréo. La section des fibres scintillantes est en forme de triangle équilatéral d'environ 4 mm de côté. Cette géométrie permet d'éviter les zones mortes et améliorer la résolution en position. Celle-ci est de $600\,\mu$m pour un muon et de 1.4 mm pour un électron. L'électronique de lecture des détecteurs de pieds de gerbe est la même que celle du CFT et de même que le CFT, ces détecteurs participent au déclenchement de niveau 1. Une particule au minimum d'ionisation produit en moyenne 4 photoélectrons par millimètre de scintillateur.

2.2.2 Le calorimètre.

Le calorimètre est à échantillonnage : il est composé d'une succession de plaques d'uranium appauvri (ou d'acier ou de cuivre pour les derniers compartiments hadroniques) et de couches actives d'argon liquide. Les principaux avantages de cette technique sont la stabilité au cours du temps et l'uniformité du signal qui permettent une calibration aisée. De plus, ce type de calorimètre est résistant aux radiations, et il permet des segmentation latérales et longitudinales des électrodes de lecture.

L'intervalle de temps réduit par rapport au Run 1, a nécessité un remplacement complet de l'électronique de lecture et de calibration. Le reste du calorimètre [30, 33] est resté inchangé. Il possède une très bonne herméticité.

L'utilisation de l'uranium comme absorbeur permet une bonne compensation du calorimètre : le rapport e/π, est inférieure à 1.05 pour des énergies supérieures à 30 GeV. La réponse du calorimètre varie linéairement avec l'énergie sauf à des énergies inférieures à 5 GeV[36].

Le schéma d'une cellule, l'unité de base du calorimètre, est donné sur la Fig. 2.9. Elle est constituée d'une plaque d'absorbeur et d'un espace d'argon liquide comme milieu actif divisé en deux espaces égaux par une électrode de lecture. L'électrode et la plaque d'absorbeur sont séparées de 2.3 mm. La plaque d'absorbeur est mise à la masse tandis que l'électrode est reliée à un potentiel positif. Le champ électrique ainsi créé permet la dérive des électrons dans l'argon vers l'électrode. Le temps de collection de la charge est d'environ 400 ns. Seule la charge déposée dans le milieu actif est collectée.

Le calorimètre de DØ est constitué de trois calorimètres distincts (cf. Fig. 2.10) refroidis par trois cryostats (les 15000 litres d'argon de chaque calorimètre doivent être maintenus à 78 K). Le calorimètre central (CC) couvre l'acceptance $|\eta_{det}| < 1$, les calorimètres avant (EC) couvrent $1 \leq |\eta_{det}| \leq 4$. Les zones de contact entre le calorimètre central et les calorimètres avant sont perpendiculaires à l'axe du faisceau.

2.2.2.1 Géométrie

Le calorimètre central est composé de trois modules distincts. Le calorimètre électromagnétique (CCEM) est le plus proche de l'axe du faisceau. Il est entouré du calorimètre hadronique fin (CCFH) et du calorimètre hadronique plus grossier (CCCH) (Fig.2.10) qui sera aussi appelé calorimètre hadronique externe. Les plaques d'absorbeur des par-

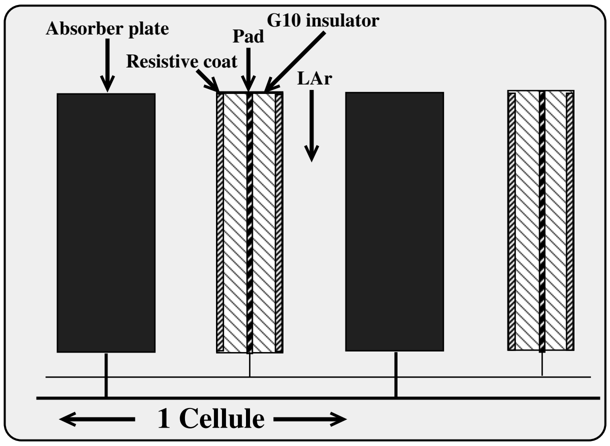


FIG. 2.9 – Vue schématique d'une cellule du calorimètre : deux plaques d'absorbeur et deux électrodes baignent dans le milieu actif, l'argon liquide.

ties électromagnétiques et hadroniques fines sont faites d'uranium appauvri, et celles du calorimètre hadronique externe de cuivre. Le calorimètre hadronique externe sert essentiellement à recueillir les fins de gerbe hadronique, et sa résolution est, par construction, moins bonne que celle du calorimètre hadronique fin. De plus, il sera vu à la fin de ce chapitre que le bruit de l'électronique est important dans cette partie du calorimètre.

Chacune des trois sections est construite en plusieurs modules azimutaux. Trente-deux modules constituent la section électromagnétique et seize les sections hadroniques. La petite zone non-instrumentée entre chaque module est appelée un crack. La dégradation de la mesure de l'énergie due aux cracks est illustrée par la Fig 2.11. Les modules azimutaux du calorimètre électromagnétique et des calorimètre hadroniques ont été décalés en φ afin que les zones non instrumentées ne soient pas projectives.

Le calorimètre électromagnétique est constitué de 4 couches cylindriques concentriques appelées EM1, EM2, EM3 et EM4 de longueur de radiation respectivement 2, 2, 7 et 10 X_0[1]. De plus, l'ensemble du détecteur de traces, du solénoïde et du plomb servant d'absorbeur au détecteur de pied de gerbe ajoute 2 X_0 en amont du calorimètre à $\eta = 0$. Les caractéristiques du calorimètre sont résumées dans la Table 2.3

Les centres de chacune des 4 couches se trouvent respectivement à 85, 87, 92 et 99 cm de l'axe du faisceau. Les cellules, de forme trapézoïdale, sont organisées en tours pseudo-projectives par rapport au centre du détecteur. La taille d'une cellule est 0.1×0.1 en $\eta \times \varphi$. La troisième couche du calorimètre où les électrons déposent le plus d'énergie a une granularité quadruple : 0.05×0.05 en $\eta \times \varphi$. La correspondance entre le nom des

[1] La longueur de radiation, X_0 est un moyen de mesurer l'épaisseur des matériaux. La perte d'énergie d'un électron énergétique par bremsstrahlung est exponentielle. La décroissante caractéristique est gouvernée par X_0 telle que $\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0}$ où ρ est la densité du matériau et E l'énergie de l'électron. Dans l'uranium X_0 vaut $\approx 6\,\text{g.cm}^{-2}$.

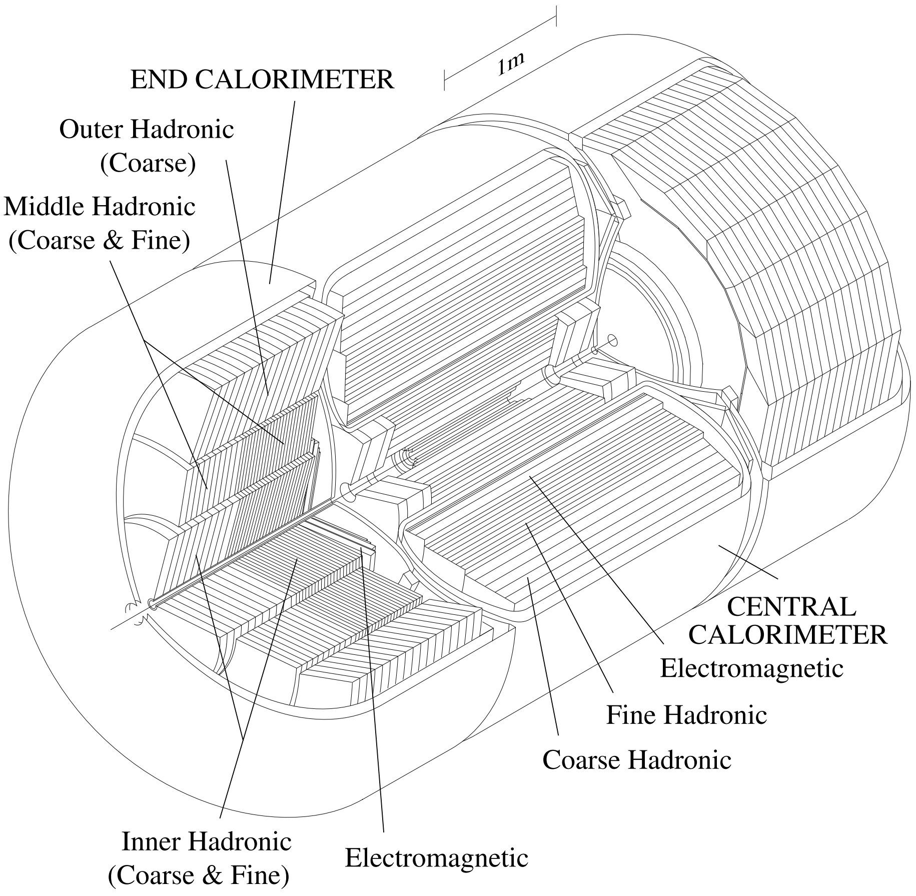


FIG. 2.10 – Une vue en coupe du calorimètre. L'emplacement des différentes sections est indiqué.

couches et leur numéro est donnée par la Table 2.2. Du fait, de la quadruple granularité de EM3, il faut également introduire un numéro de sous-couche que l'on trouvera également dans la table 2.2. Trois couches cylindriques concentriques nommées FH1, FH2 et

TAB. 2.2 – Nom et numéro de la couche, Numéro de sous-couche.

Nom	Numéro	Sous-couche(s)
EM1	1	1
EM2	2	2
EM3	3	3,4,5,6
EM4	4	7
FH1	5	11
FH2	9	12
FH3	10	13

Nom	Numéro	Sous-couche
FH4	11	14
CH1	12	15
CH2	13	16
CH3	14	17
CCMG	6	8
ICD	7	9
ECMG	8	10

FH3 forment le calorimètre hadronique fin central. Elles comptent respectivement 1.3, 1.0 et 0.9 longueurs d'interaction[2] ou λ_A. Le calorimètre externe n'est fait que d'une seule couche de 3.2 λ_A que l'on appelle CH1. La granularité de 0.1×0.1 en $\eta \times \varphi$ est identique dans toutes ces couches. Elles sont situées à 119, 141, 158 et 195 cm de l'axe du faisceau respectivement. Dans la partie verticale supérieure du calorimètre, CH1 est troué de part en part pour permettre le passage du main ring au Run 1.

Trois cylindres concentriques constituent les calorimètres hadroniques avant : l'interne (ECIH), celui du milieu (ECMH) et l'externe(ECOH). Le calorimètre électromagnétique (ECEM) vient s'appuyer sur ECIH et ECMH. La structure mécanique fait qu'il n'y a pas de crack dans les calorimètres avant. Cependant, certaines zones sont moins sensibles du fait de la présence de barres de maintien. La structure est visible sur la Fig 2.10. Les plaques d'absorbeurs sont perpendiculaires à l'axe du faisceau, sauf pour le cylindre extérieur où elles sont inclinées à 60°. Comme dans le calorimètre central, les plaques d'absorbeur des parties électromagnétiques et hadroniques fines sont en uranium appauvri, sauf dans la partie hadronique grossière où l'absorbeur est en acier inoxydable.

La structure des calorimètres électromagnétiques avant est semblable à celle du central : ils sont également constitués de quatre couches et elles portent les mêmes noms. La troisième couche est également quatre fois plus granulaire, sauf au delà de $\eta = 2.6$ où elle redevient 0.1×0.1. En effet, à grand η, les cellules deviennent physiquement plus petites, et on doit les regrouper. Pour cette raison, pour $|\eta_{det}| > 3.2$, la granularité de toutes les cellules (électromagnétiques et hadroniques) est divisée par quatre pour devenir 0.2×0.2 en $\eta \times \varphi$.

Les nombres de longueurs de radiations des couches électromagnétiques sont 0.3, 2.6, 7.9 et 9.3 X_0 respectivement de EM1 à EM4. Le cryostat et le détecteur de pieds de gerbe constitué notamment d'une plaque de plomb ajoutent 2 X_0 devant EM1.

[2]La longueur d'interaction, λ_A, est la longueur moyenne pendant laquelle une particule ne subit aucune interaction hadronique. Dans l'uranium λ_A vaut $199\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ soit $\approx 10.5\,\mathrm{cm}$.

calorimètre	CCEM	CCFH	CCCH	ECEM	ECIH		ECMH		ECOH
					FH	CH	FH	CH	
# modules	32	16	16	1	1		16		16
# de niveaux	4	3	1	4	4	1	4	1	1
épaisseur d'absorbeur	3 mm U	6 mm U	46.5 mm Cu	4 mm U	6 mm U	46.5 mm Inox	6 mm U	46.5 mm Inox	46.5 mm Inox
épaisseur des niveaux	2, 2, 7, 10 X_0	1.3, 1, 1.9 λ_A	3.2 λ_A	0.3, 2.6, 7.9, 9.3 X_0	1.2 λ_A chacun	3.6 λ_A	1 λ_A chacun	4.1 λ_A	7 λ_A
X_0 total	20.5	96	32.9	20.5	121.8	32.8	115.5	37.9	65.1
λ_A total	0.76	3.2	3.2	0.95	4.9	3.6	4	4.1	7
fraction d'échantillonnage	11.79%	6.79%	1.45%	11.9%	5.7%	1.5%	6.7%	1.6%	1.6%
# voies de lecture	$\approx$ 11370	$\approx$ 3000	$\approx$ 1120	$\approx$ 7490	$\approx$ 4290	$\approx$ 930	$\approx$ 1430	$\approx$ 1340	
couverture en η	$\leq$1.2	$\leq$1	$\leq$0.6	1.4-4	1.6-4.5	2-4.5	1-1.7	1.3-1.9	0.7-1.4

TAB. 2.3 – Résumé des caractéristiques des calorimètres [34, 35]. U = uranium appauvri, Cu = cuivre et Inox = acier inoxydable.

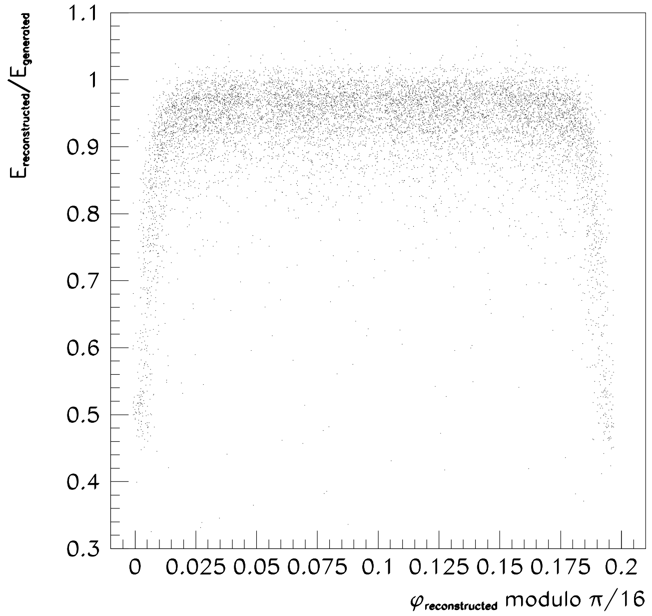


FIG. 2.11 – Distribution de l'énergie reconstruite divisée par l'énergie générée en fonction de la distance à un crack du calorimètre électromagnétique central pour des électrons seuls.

La couche EM1 débute à environ 1.7 m du point d'interaction nominal. Les épaisseurs des couches EM1 et EM2 sont identiques : 2 cm. La couche EM3 est quatre fois plus épaisse. Enfin EM4 fait 9 cm d'épaisseur. Un espace de 2 cm sépare EM3 et EM4, occupé par une plaque d'acier inoxydable placée là pour des contraintes de construction. Le rayon intérieur de chacune des couches est de 5.7 cm et leur rayon extérieur varie de 84 cm pour EM1 à 104 cm pour EM4.

Le calorimètre hadronique intérieur est constitué d'une section hadronique fine séparée en quatre couches FH1, FH2, FH3 et FH4 représentant chacune $1.1\lambda_A$ et d'une couche hadronique grossière, CH1 qui fait $4.1\lambda_A$. En z, le calorimètre hadronique intérieur s'étend jusqu'à environ 3.7 m du point d'interaction nominal. Le rayon interne des cylindres de ce calorimètre est de 4 cm et le rayon extérieur est constant et vaut 86 cm. La structure du calorimètre hadronique du milieu est semblable à celle du calorimètre hadronique interne. Enfin 3 couches plus grossières constituent le calorimètre hadronique externe. La granularité dans tous les calorimètres hadroniques est la même et vaut 0.1×0.1 en $\eta \times \varphi$ tant que $|\eta_{det}| < 3.2$ puis est divisée par 4 au delà. La structure des calorimètres avant est visible sur la Fig 2.12.

Afin d'améliorer la résolution dans la région de recouvrement entre le calorimètre central et les calorimètres avant ($0.8 \leq |\eta_{det}| \leq 1.4$), des détecteurs intercryostats et des détecteurs sans absorbeur ont été ajoutés. Leur emplacement exact est représenté sur la Fig 2.12. Des cellules sans absorbeurs (dites "massless gap") sont situées entre les modules du calorimètre proprement dit et les parois du cryostat, dans l'argon. Ce

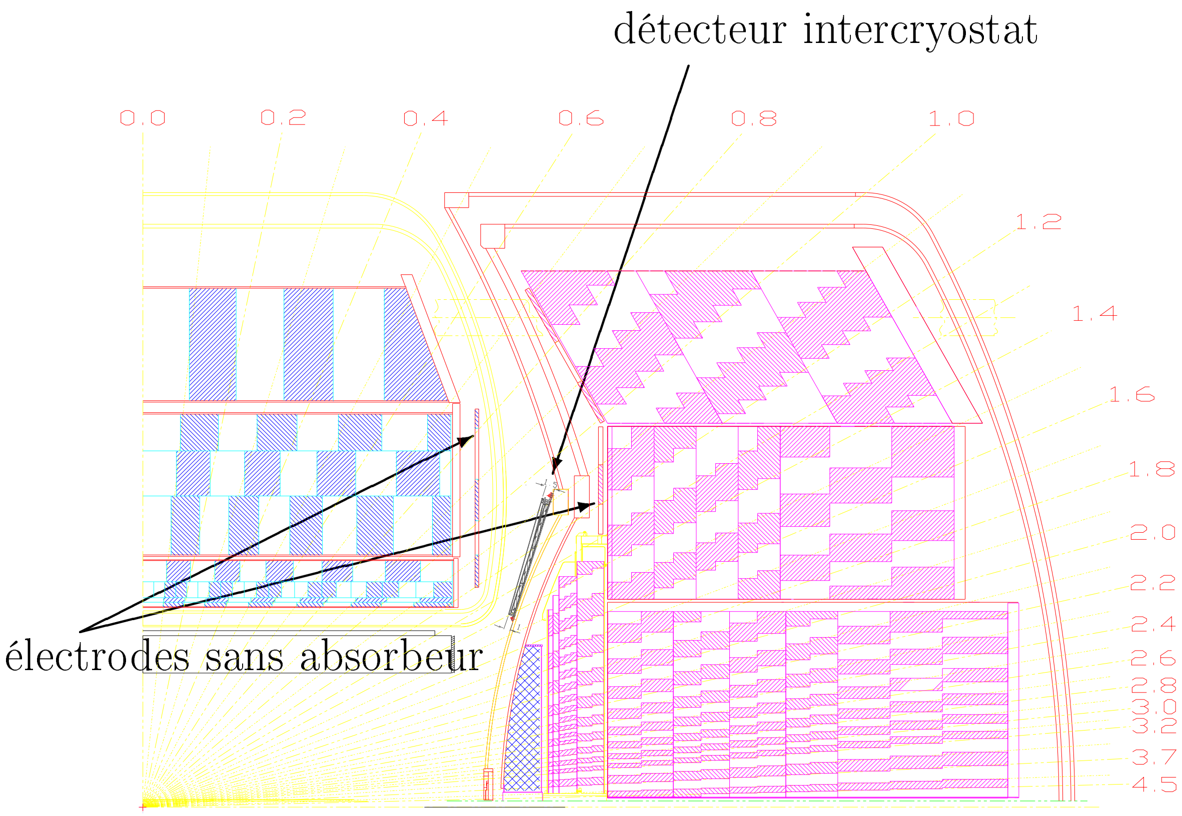


FIG. 2.12 – Un quart du calorimètre. L'alternance de zones hachurées et blanches indique les cellules. La couverture en $\eta_{dét}$ est indiquée ainsi que l'emplacement des détecteurs sans absorbeur et intercryostat. Le détecteur central est celui du Run 1.

sont les parois des cryostats qui jouent le rôle d'absorbeur.

Les 192 cellules des détecteurs intercryostats [37] sont accolées à chaque cryostat des calorimètres avant. Il s'agit de trapèzes formant une roue. La granularité de ces trapèzes est de 0.1×0.1 en $\eta \times \varphi$ et ils sont placés dans le prolongement des tours pseudo-projectives. Ce sont des scintillateurs plastiques lus par des phototubes. La suite de leur électronique de lecture se confond avec celles des cellules du calorimètre.

2.2.2.2 Electronique de lecture du calorimètre.

L'électronique du calorimètre se doit d'être rapide. Elle est capable de stocker des signaux analogiques en attendant la décision du système de déclenchement. Cette mémoire analogique s'appelle un SCA (Switch Capacitor Array). Le signal d'une voie du calorimètre rencontre d'abord un préamplificateur bas bruit avant d'être mis en forme en environ 400 ns. Si la décision du système de déclenchement de niveau 1 est positive, le signal stocké dans les SCA est numérisé puis traverse une BLS (Base Line Substractor) qui lui soustrait le bruit de la ligne de base. En fait, la BLS soustrait le signal du croisement précédent. Le signal résultant est à nouveau stocké dans un SCA en attendant la décision du système de déclenchement de niveau 2.

2.2.2.3 Non-Linéarités des SCA

Lorsque l'on veut convertir la mesure directement faite auprès du calorimètre c'est-à-dire un nombre de coups dans les convertisseurs analogique-numérique (ou ADC) en énergie, il faut connaître les différents facteurs qui peuvent être globaux ou dépendre de chaque voie de lecture. La calibration en ligne permet de déterminer un coefficient de calibration pour chaque voie. Ce coefficient sera une constante si la réponse de la voie mesurée est linéaire, c'est-à-dire que le nombre d'ADC lu est proportionnel au courant injecté. On peut imposer la valeur de ce courant grâce au système de calibration en ligne.

Il est très vite apparu que l'électronique de lecture du calorimètre n'était pas linéaire et en particulier que la non-linéarité venait des SCA. La Fig 2.13 montre l'effet de ces non-linéarités. On y voit également clairement que cet effet touche les faibles énergies. Ainsi si l'on se contente d'une constante de calibration par voie, lorsqu'une cellule reçoit peu d'énergie, cette énergie est en plus très sous-estimée. A l'échelle du calorimètre entier, il est possible de négliger de l'ordre de la dizaine de GeV. Il est donc indispensable de corriger cet effet de non linéarité. Pour cela, plutôt qu'une simple constante de calibration, on choisit une fonction de calibration qui dépend du nombre d'ADC lu. Elle prendra une valeur d'autant plus grande que le nombre de coups d'ADC est faible. Cette fonction devient linéaire pour les plus grandes valeurs du nombre ADC qui correspondent à une zone linéaire des SCA. Heureusement, une bonne correction des non linéarités a été obtenue avec une fonction de calibration universelle c'est-à-dire une fonction dont la dépendance au nombre d'ADC lu est la même pour toutes les voies du calorimètre à une constante près. Ainsi, une fois cette fonction connue ([53]), le problème de la calibration en ligne revient à déterminer une constante de calibration pour chaque voie comme si la réponse de chaque voie de lecture était linéaire.

2.2.2.4 Résolution

La résolution du calorimètre peut se paramétrer de la façon suivante en fonction de l'énergie incidente en GeV :

$$(\tfrac{\sigma}{E})^2 = (\tfrac{N}{E})^2 + \tfrac{S^2}{E} + C^2$$

- N représente le bruit de l'électronique et de l'uranium
- S représente les fluctuations de l'échantillonnage
- C tient compte des incertitudes d'intercalibration dues à la mécanique, l'électronique...

Des essais des modules en faisceaux ont permis de déterminer les valeurs de S et C pour des électrons : $S = 14.8\%$ et $C = 0.3\%$. Pour des pions, on trouve $S = 47.0\%$ et $C = 4.5\%$. Dans les calorimètres avant, ces valeurs deviennent $S = 15.7\%$ et $C = 0.3\%$ pour des électrons et $S = 44.6\%$ et $C = 3.9\%$ pour des pions [38]. La résolution sur l'énergie des jets, qui contiennent à la fois des particules électromagnétiques et hadroniques en majorité de basse énergie, est nécessairement dégradée par rapport à ces résultats : les effets de non linéarité dominent la réponse des jets jusqu'à des énergies transverses de 100 GeV) [39]. Dans le calorimètre central et à l'avant, un ajustement sur les données du Run 1 a permis de déterminer $S = 74.0\%$ et $C = 0\%$. Rappelons

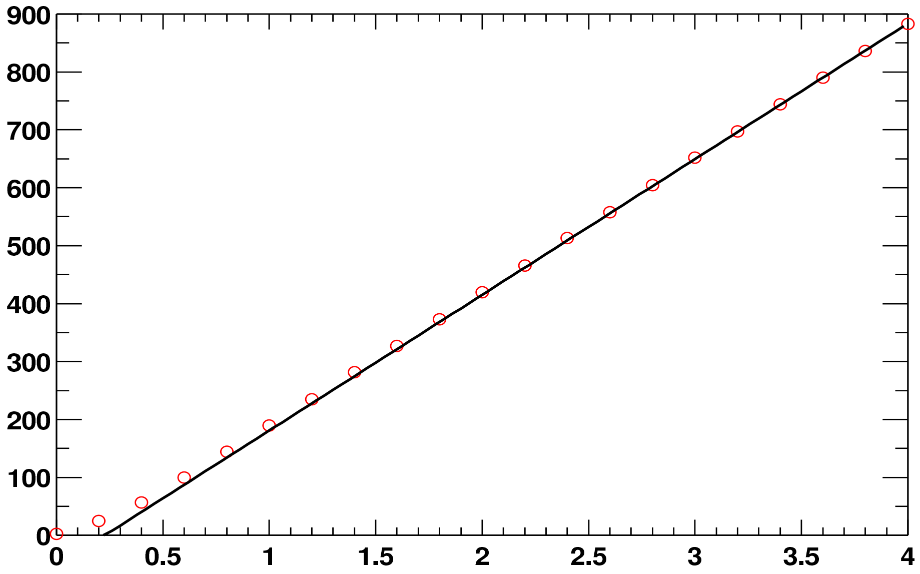


FIG. 2.13 – Nombre d'ADC lu en fonction du courant qu'on lui a injecté (DAC) d'une voie de lecture. L'échelle verticale s'étend en réalité jusqu'à 4096.

qu'il n'y avait alors pas de solénoïde devant le calorimètre et que l'électronique avait le temps d'intégrer la totalité du signal.

Au Run 2, la Fig 2.14 montre les résultats obtenus pour des électrons (à gauche) et des jets centraux (à droite). Les paramètres de l'ajustement pour les électrons centraux donnent $S = 23\%$ et $C = 0.4\%$. La résolution devrait s'améliorer lorsque les détecteurs de pied de gerbe seront utilisés. Les paramètres de l'ajustement sont de $S = 90.2\%$ et $C = 5.2\%$ pour des jets de cône de rayon 0.7 également centraux.

2.2.3 Le détecteur à muons.

Deux parties distinctes dites WAMUS et FAMUS[30, 31, 32] constituent le détecteur de muons. La partie WAMUS qui couvre la partie centrale jusqu'à $|\eta_{det}| < 1$ a été améliorée par rapport au Run 1. La partie FAMUS qui complète la couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 2$, est entièrement nouvelle. Un toroïde en fer se trouve au centre de ces deux systèmes. Il est séparé en trois parties distinctes afin de permettre l'accès au centre du détecteur en les écartant. La partie centrale du toroïde fait environ 1.1 m d'épaisseur et sa face interne se situe à 3.2 m de l'axe du faisceau. La couverture angulaire du système central est interrompue par les supports du calorimètre. Les toroïdes avant sont compris entre $4.5 \leq |z| \leq 6$ m et perpendiculaires aux faisceaux. Les intensités des champs magnétiques qui règnent dans les toroïdes centraux et avant sont 6% plus faible que les 1.9 T et 2 T du Run 1. En effet, ce sont désormais les détecteurs de traces qui donnent la mesure principale de l'impulsion des muons, et on peut se permettre une résolution plus faible pour le système à muon seul, laquelle est de toute façon limitée par l'importance de la diffusion multiple dans le fer des toroïdes. La résolution en impulsion du système à muon seul est représentée sur la Fig. 2.15.

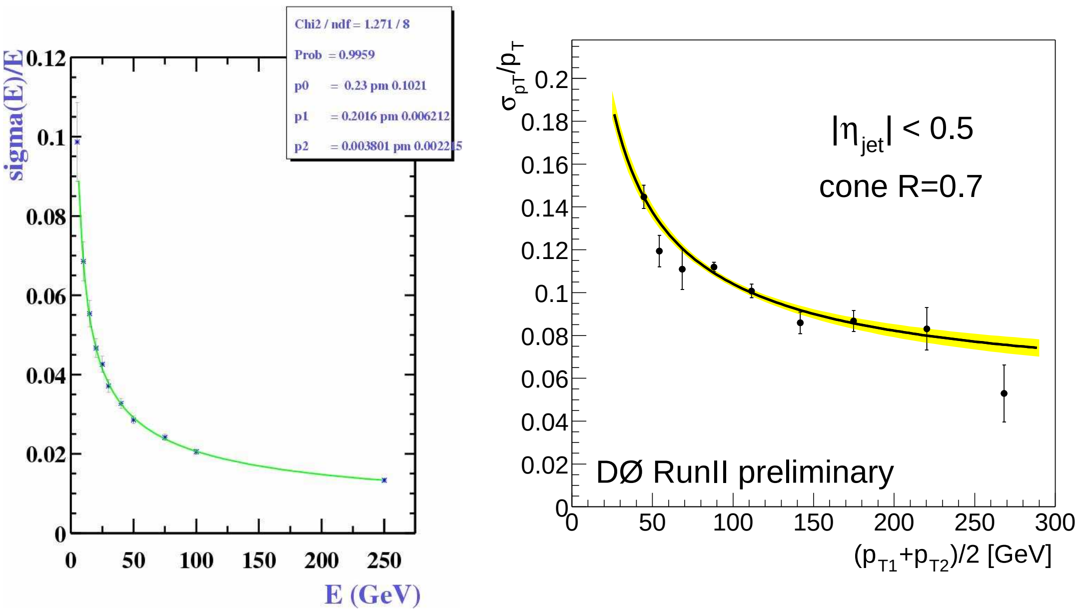


FIG. 2.14 – A gauche, la résolution des électrons centraux. A droite, la résolution des jets de cône de rayon 0.7 également centraux.

Trois couches de chambres à dérive (les PDT) forment le WAMUS. La couche A se situe avant le toroïde et les couche B et C après. En fait, on ne trouve réellement trois couches de PDT que dans 55% de la région centrale. Mais 90% est couvert par au moins deux couches. Pour chaque impact de particules dans les PDT, trois informations sont enregistrées :

- le temps de dérive des charges jusqu'aux fils
- la différence de temps d'arrivée des charges sur un fil et le fil voisin
- la charge déposée sur les damiers.

La position de l'impact est reconstruite avec une précision de 375 μm. La résolution spatiale est légèrement dégradée par rapport au Run 1 où elle était de 300 μm parce que le mélange gazeux des chambres à dérive a dû être remplacé à cause de la réduction du temps entre deux croisements.

La couche C de PDT est entourée de scintillateurs. Au Run 1, seule la partie supérieure du détecteur en était équipée. Ce sont des détecteurs à réponse très rapide, qui permettent de rejeter le bruit de fond cosmique en faisant des coïncidences temporelles avec les instants des croisements. DØ étant situé en surface, le bruit de fond cosmique est important.

Une autre couche de scintillateurs a été ajoutée pour le système de déclenchement. Elle est située entre le calorimètre et la couche A de PDT, nommée couche $A\phi$. Cette couche permet de plus de diminuer le bruit de fond dû à des rétrodiffusions venues de l'avant du détecteur par des coïncidences en temps. De plus, elle fournit le temps de référence pour le calcul du temps de dérive. En effet les muons de faible impulsion ne traversent pas le toroïde et atteignent encore moins la couche externe de scintillateurs. Il est ainsi éventuellement possible de reconstruire des muons d'impulsion inférieure à 3 GeVqui ne traversent pas le toroïde.

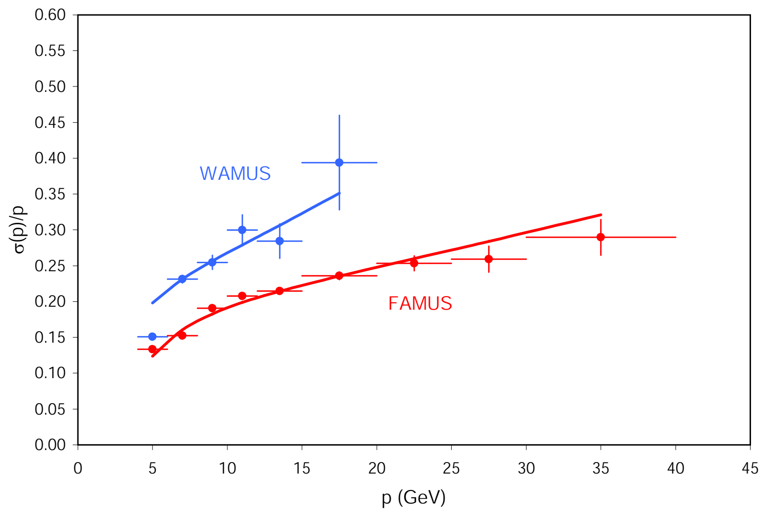


FIG. 2.15 – Résolution du système à muons seul. L'impulsion de la trace en abscisse est donnée par le détecteur central.

Les éléments de base du FAMUS sont des mini chambres à dérive (MDT) pour lesquelles le temps de dérive des électrons est plus court et, en particulier, inférieur au temps entre deux croisements. Leur résolution en position est inférieure au mm. De la même façon que dans le WAMUS, on trouve des couches A, B et C chacune organisée en 8 octants.

De plus pour de raisons de déclenchement, le FAMUS comprend trois couches de scintillateurs, une devant les couches A et C et une derrière la couche B. La Fig 2.16 donne la disposition des scintillateurs et des chambres à fil du détecteur de muons.

Afin de réduire considérablement les bruits de fond dus aux débris des protons et des antiprotons, aux interactions secondaires et aux interactions avec le gaz résiduel dans le tube à vide, le blindage autour du tube à vide a dû être renforcé de trois couches successives de fer, de polyéthylène et de plomb. Le fer absorbe les particules électromagnétiques et hadroniques. Le polyéthylène absorbe les neutrons car son taux d'hydrogène est élevé. Le plomb absorbe les photons.

2.3 Acquisition et Reconstruction.

2.3.1 Système de déclenchement.

La section efficace $p\bar{p} \rightarrow X$ ($\approx 75\,\text{mb}$) gigantesque [40] fait que le nombre de croisements par seconde est beaucoup trop important pour enregistrer chaque interaction. De plus la très grande majorité des événements n'est pas intéressante. Il faut dont les filtrer en ligne pour n'enregistrer que ceux susceptibles de présenter un intérêt. Ce système de déclenchement se fait sur trois niveaux.

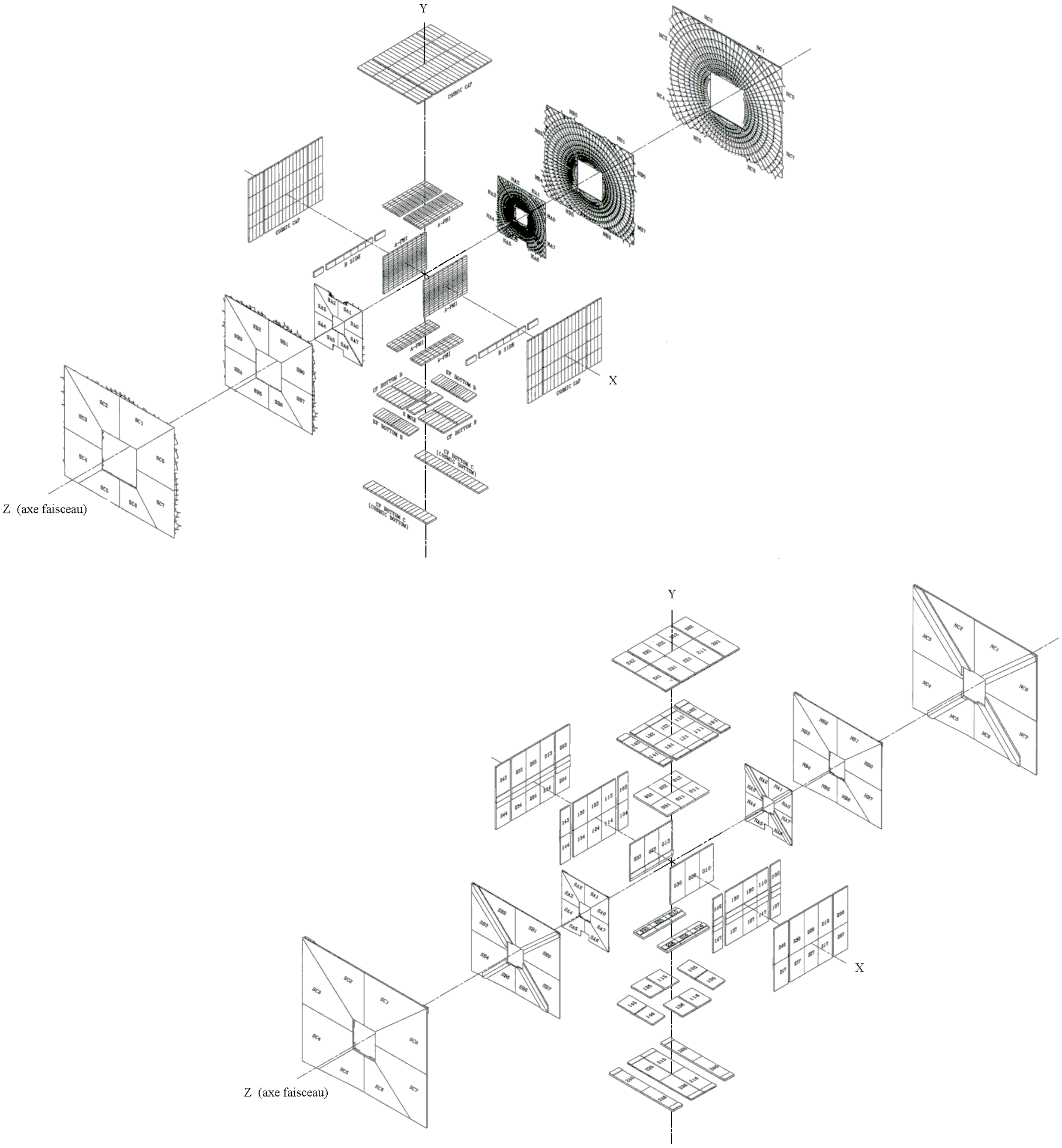


FIG. 2.16 – Système de scintillateurs du détecteur à muons en haut. Système de chambre à fils du détecteur à muons en bas.

Le niveau 1 dont le temps de décision est de $4.2\,\mu$s n'utilise que des coupures très simples à l'intérieur de chaque sous-détecteur (les détecteurs à fibres scintillantes, CFT, CPS et FPS, le calorimètre, et les détecteurs de muons). Le niveau 1 de déclenchement calorimétrique place des seuils sur l'énergie contenue dans les tours de déclenchement. Ce sont des tours de 0.2×0.2 en $\eta \times \varphi$. Les énergies sont sommées en profondeur, soit sur la totalité de la tour, soit seulement sur la partie électromagnétique. Il existe aussi des seuils sur des quantités globales comme la somme de l'énergie transverse dans tout le calorimètre ou l'énergie transverse manquante. Le déclenchement à l'aide du CFT, actuellement en cours de validation, n'utilise que les fibres axiales. L'acceptance du calorimètre et des détecteurs de pied de gerbe s'étend jusqu'à $|\eta| = 2.5$ pour les électrons ou les jets alors que l'acceptance du déclenchement des détecteurs de muons se limite à $|\eta| < 2$. Le niveau 1 réduit le taux de données jusqu'à 1.2 kHz alors qu'il est prévu pour fournir un taux de 6 kHz. En fait, ce qui empêche d'atteindre le taux prévu est le temps trop long nécessaire à la lecture du SMT et du CFT. Grâce à une meilleure maîtrise du bruit qui ralentit la lecture de ces détecteurs, on espère atteindre un taux de 2 kHz.

Le déclenchement de niveau 2 permet de faire des coïncidences entre les données fournies par différents sous-détecteurs et réduit le taux de données à 600 Hz alors qu'il est prévu pour les réduire à 1 kHz. Les cartes processeurs du déclenchement de niveau 2 doivent être remplacées bientôt pour pouvoir atteindre les fréquences nominales de 1 kHz. La décision de niveau 2 doit être prise en moins de $100\,\mu$s. Ce niveau de déclenchement utilise également des coupures très simples mais permet de corréler les informations venues des différents sous-détecteurs cités précédemment. Le niveau 2 permet d'effectuer un déclenchement sur des objets physiques (électron, photon, jet, muon).

Le déclenchement de niveau 3 est plus sophistiqué car il reconstruit en partie les événements. Les algorithmes qu'il utilise sont simplifiés par rapport à ceux de la reconstruction hors ligne. Il rend sa décision en 50 ms et réduit le taux d'événements qu'il enregistre à 50 Hz.

Les événements passant les filtres du niveau trois de déclenchement sont enregistrés et stockés. Ils sont ensuite reconstruits et pour chaque événement, une liste d'objets physiques directement utilisables pour l'analyse est produite.

2.3.2 Reconstruction des électrons

2.3.2.1 Reconstruction des amas électromagnétiques.

L'algorithme principal de reconstruction des amas électromagnétiques décrit ci-dessous, est basé sur la recherche de tours ou de cellules dans un cône ou dans un cylindre. Il s'avère être adapté aux électrons isolés de haute énergie, la reconstruction des électrons non-isolés étant confiée à l'algorithme de la route qui est décrit dans le chapitre 3.

Dans le calorimètre central, les amas électromagnétiques sont définis comme l'en-

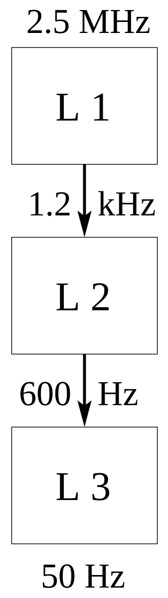


FIG. 2.17 – La chaîne de déclenchement de DØ

semble des tours dans un cône de rayon $\mathcal{R} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = 0.2$ autour d'une tour énergique. Dans les calorimètres avant, les amas sont constitués des tours situées à moins de 10 cm de la tour initiale. Parmi tous les amas reconstruits, ceux qui correspondent à de véritables gerbes électromagnétiques doivent présenter une fraction électromagnétique élevée $f_{\mathrm{EM}} = E_{\mathrm{EM}}/E_{\mathrm{tot}}$ (où E_{EM} est l'énergie de l'amas contenue dans la section EM du calorimètre et E_{tot} est l'énergie totale dans le cône) et les développements, latéral et longitudinal, sont comparés par une méthode de χ^2 avec ceux d'électrons simulés. Les candidats vérifiant :

$$f_{\mathrm{EM}} > 0.9 \quad .ET. \quad \chi^2 < 20$$

sont sélectionnés. De plus, on impose que l'amas soit isolé :

$$f_{\mathrm{iso}} = \frac{E_{\mathrm{tot}}(\mathcal{R} < 0.4) - E_{\mathrm{EM}}(\mathcal{R} < 0.2)}{E_{\mathrm{EM}}(\mathcal{R} < 0.2)} < 0.15$$

L'optimisation des coupures ainsi que la mesure de l'efficacité ont été effectuées à l'aide d'électrons issus de désintégrations de Z. L'un des électrons est étiqueté, l'autre sert à mesurer l'efficacité. La fraction d'électrons satisfaisant ces coupures est :

$$\varepsilon_{\mathrm{EM}} = (88.1 \pm 0.7 \text{ (stat) } \pm 0.7 \text{ (syst)})\%$$

mesurée dans le calorimètre central, le seul utilisé pour l'analyse $e + jets$. L'incertitude systématique est évaluée en comparant trois méthodes différentes d'estimation du fond : l'une basée sur les zones de chaque côté du pic, et les deux autres utilisant des ajustements, linéaire et exponentiel, du fond.

2.3.2.2 Critères d'identification des électrons.

Les critères de sélection des amas électromagnétiques ont un fort pouvoir de réjection, mais le bruit de fond QCD est gigantesque. Citons notamment l'effet Compton QCD($gq \rightarrow q\gamma$), ou les jets fluctuant en un π^0. Afin de réduire ce bruit de fond, l'amas électromagnétique doit être associé avec une trace. Deux principaux types de traces sont construits à partir des points d'impacts dans le CFT et le SMT. Les traces globales (ou 3D) utilisent les deux détecteurs et comportent l'information spatiale. Les traces 2D sont reconstruites uniquement à l'aide de l'information axiale du CFT, et sont contraintes à passer par le vertex principal. Un amas électromagnétique est associé à une trace si au moins une trace a une probabilité de χ^2 d'association supérieur à 1%. Plusieurs χ^2 sont définis, selon que l'amas est dans le calorimètre central ou à l'avant, et selon le type de traces (2D ou 3D). Seules les traces 3D sont utilisées à l'avant.

$$
\begin{array}{ll}
CC3: & \chi^2 = \left(\frac{\delta\varphi}{\sigma_{\varphi_3}}\right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_{z_3}}\right)^2 + \left(\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E_T/p_T}}\right)^2 \\
CC2: & \chi^2 = \left(\frac{\delta\varphi}{\sigma_{\varphi_2}}\right)^2 + \left(\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E_T/p_T}}\right)^2 \\
EC: & \chi^2 = \left(\frac{\delta\varphi}{\sigma_{\varphi_{EC}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta r}{\sigma_r}\right)^2
\end{array}
$$

Dans ces expressions,

- $\delta\varphi$ est la distance angulaire dans le plan transverse entre l'extrapolation de la trace dans la $3^{ème}$ couche et la position de l'amas dans cette couche.
- δz (resp. δr) est la distance en z (resp. en r) au milieu de la $3^{ème}$ couche entre l'extrapolation de la trace et l'amas dans le calorimètre central (resp. calorimètres avant)
- E_T/p_T est le rapport de l'énergie transverse du candidat mesurée par le calorimètre et de son impulsion transverse mesurée par le détecteur de traces.
- σ_φ, σ_z, σ_r et σ_{E_T/p_T} sont les écarts types des quantités associées. Les indices 2 et 3 s'appliquent aux traces centrales 2D et 3D. L'indice EC fait référence aux candidats dans les calorimètres avant. Les deux premières quantités dépendent de l'énergie transverse du candidat électron et la troisième de l'angle. La paramétrisation suivante a été utilisée :

$$\sigma = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E_T^2}} \quad \text{et} \quad \sigma = \sqrt{\mathrm{a}^2 + \mathrm{b}^2 \mathrm{tan}^2\theta}$$

  Les valeurs numériques des coefficients a et b dans les différentes configurations sont présentées dans la Table 2.4

2.3.2.3 Détermination de l'efficacité d'association trace électron.

L'efficacité de l'association des traces avec les candidats électrons ε_{tr} est déterminée à l'aide d'un lot de Z. Dans l'étude suivante, il est imposé aux deux électrons d'être dans le calorimètre central. L'efficacité est définie comme le rapport du nombre d'amas électromagnétiques associés à une trace et du nombre total d'amas, soit deux fois

TAB. 2.4 – Constantes utilisées pour l'association trace-amas électromagnétique.

	a_φ/mrad	b_φ/(mrad GeV)	a_z/cm	b_z/(cm GeV)	a_r/cm	b_r/(cm GeV)	$\sigma_{E/p}$
CC3	3.3	155	0.63	16			0.17
CC2	4.5	187					0.25
EC	1.4	110			0.2	0.45	

le nombre de Z, bruit de fond déduit. Soit Z_0, Z_1, Z_2 les nombres d'événements pour lesquels 0,1 ou 2 amas sont associés à une trace, l'efficacité est alors :

$$\varepsilon_{\rm tr} = \frac{Z_1/2 + Z_2}{Z_0 + Z_1 + Z_2}$$

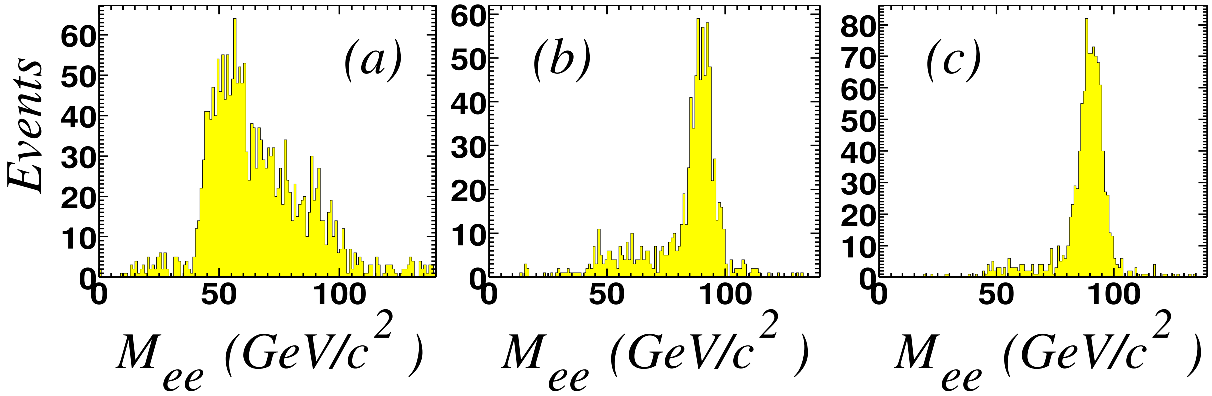


FIG. 2.18 – Masse invariante de la paire d'électrons lorsque 0, 1, 2 amas électromagnétiques sont associés à une trace.

La Fig. 2.18 montre les distributions de masse invariante pour $i = 0, 1, 2$ traces associées. Les distributions combinées $Z_1/2 + Z_2$ et $Z_0 + Z_1 + Z_2$ sont déduites et une fonction de Breit-Wigner convoluée à une gaussienne ajoutée à une fonction modélisant le bruit de fond est ajustée sur la Fig. 2.19. Afin de tenir compte d'éventuels effets de mauvaise calibration, la masse du boson Z est laissée libre, mais le rapport de la largeur sur la masse est fixé. L'efficacité obtenue est :

$$\varepsilon_{tr} = 0.745 \pm 0.010 \text{ (stat)}$$

C'est l'estimation du bruit de fond qui est la source majeure d'incertitude systématique. Afin de l'estimer, une autre méthode d'évaluation de cette efficacité est utilisée. On impose qu'au moins l'un des électrons soit associé à une trace, et l'on calcule la probabilité que l'autre soit associé. En utilisant les mêmes conventions que précédemment, Z_2 électrons sur un nombre total de $Z_1/2 + Z_2$ sont associés. On en déduit une efficacité :

$$\varepsilon_{tr} = \frac{Z_2}{Z_1/2 + Z_2}$$

Z_2 est déduit d'un ajustement sur la Fig. 2.18-c. L'efficacité ainsi mesurée est :

$$\varepsilon_{tr} = 0.748 \pm 0.013 \text{ (stat)}$$

Ce qui conduit à assigner une erreur systématique de 0.003 à ε_{trk}. En conclusion, l'efficacité d'association d'un électron avec une trace est :

$$\varepsilon_{tr} = 0.745 \pm 0.010 \text{ (stat)} \pm 0.003 \text{ (syst)}$$

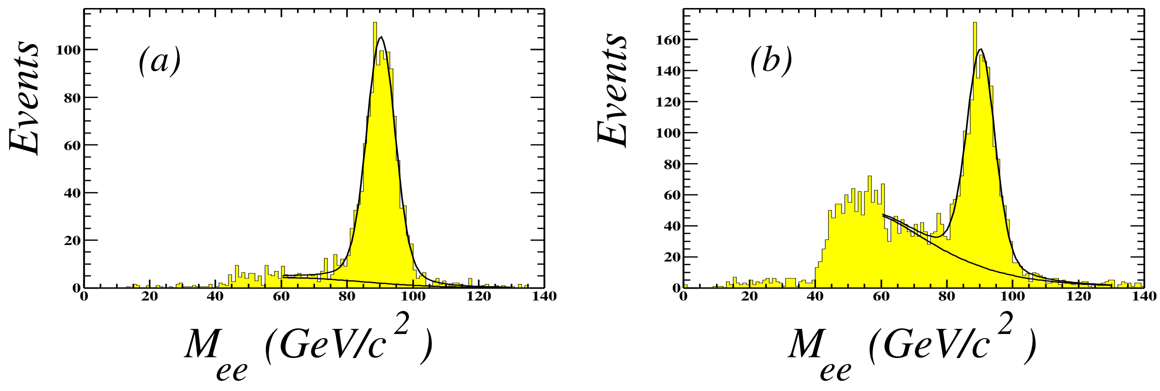


FIG. 2.19 – Distributions de $Z_1/2 + Z_2$ et $Z_0 + Z_1 + Z_2$

2.3.2.4 Calibration de l'énergie.

Les électrons subissent plusieurs types de corrections en énergie. Dans les versions du programme de reconstruction utilisées, les non-linéarités des SCA évoquées dans le paragraphe 2.2.2.3 sont corrigées directement au stade de la reconstruction. Les énergies des électrons subissent d'abord des corrections géométriques basées sur les simulations [41]. Enfin, les Z reconstruits dans les données permettent de déduire les dernières corrections et de fixer l'échelle d'énergie électromagnétique.

2.3.3 Reconstruction des muons.

Les muons sont reconstruits en deux étapes : d'abord par le système à muons, puis par le détecteur de traces central. La reconstruction des muons à l'aide du calorimètre n'est utilisée que pour mesurer l'efficacité de reconstruction. La première étape sélectionne les traces de muons locales qui vérifient :
- au moins un impact dans les chambres à dérive du segment A.
- au moins un impact dans un scintillateur du segment A
- au moins deux impacts dans les chambres à dérives des segments BC
- au moins un impact dans un scintillateur du segment BC

Les impacts enregistrés dans les chambres à dérives sont d'abord combinés de façon à former des segments. Un processus itératif vise à construire les segments les plus longs possibles. On essaie ensuite d'associer les segments des couches B et C entre eux, puis on les prolonge vers la couche de scintillateurs. Enfin, les segments des couches A et BC sont associés.

La différence de temps entre les impacts dans les couches A et BC permet d'éliminer les muons cosmiques. On impose $|\delta t| < 15\,\mathrm{ns}$, car les muons cosmiques mettent de 25 à 30 ns pour traverser le détecteur de part en part. Les traces locales reconstruites sont ensuite extrapolées au point le plus proche de l'axe z. S'il existe une trace centrale dont l'angle polaire et azimutal sont à moins d'un radian du muon, un ajustement global entre le muon et la trace est effectué.

2.3.3.1 Isolation des muons.

Les muons de grand p_T comme ceux provenant des désintégrations de W doivent être isolés, c'est-à-dire qu'ils doivent vérifier :
- le halo (l'énergie calorimétrique contenue dans un cylindre de rayon intérieur Ra=0.1 et extérieur Rb=0.4 autour du muon) ne doit pas excéder 2.5 GeVcomme l'illustre la Fig. 2.20.
- la somme des impulsions transverses des traces autres que le muon dans un cône de 0.5 autour du muon ne doit pas dépasser 2.5 GeV.
- la distance angulaire entre le muon et le jet le plus proche doit excéder 0.5.

Les deux premiers critères d'isolation sont étudiés en détail dans [42].

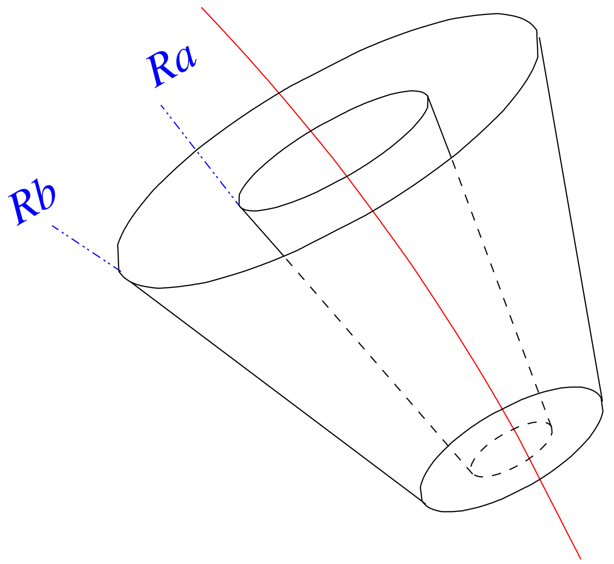


FIG. 2.20 – Définition du halo.

2.3.3.2 Mesure de l'efficacité d'identification des muons.

Un algorithme de reconstruction des muons dans le calorimètre a permis de mesurer l'efficacité d'identification des muons. Pour ce faire, il a été constitué un lot d'événements Z $\rightarrow \mu^+\mu^-$ où l'un des muons est reconstruit par le système à muons et l'autre à l'aide du calorimètre, et tous deux doivent être associés à une trace centrale.

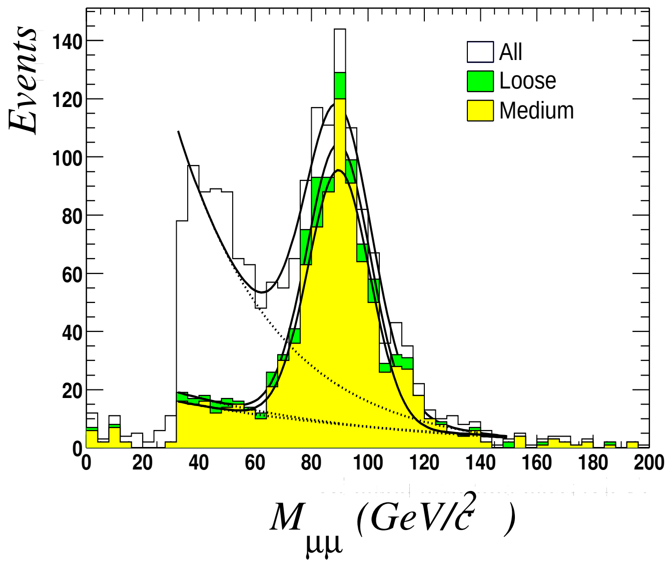


FIG. 2.21 – Masse invariante di-muons, chacun étant associé à une trace centrale. L'un des muons est reconstruit par le système à muons, l'autre par le calorimètre.

L'efficacité de reconstruction d'un muon dans une acceptance $|\eta| < 2$ et hors des supports du calorimètre dans le central ainsi obtenue est :

$$\varepsilon^{\mu} = 82.9 \pm 1.4\%$$

2.3.3.3 Association avec les traces.

A partir d'un lot d'événements di-muons supposé dominé par les muons réels, il est possible de mesurer l'efficacité d'association d'un muon isolé avec une trace du détecteur interne. Pour les événements avec deux muons vérifiant $|\eta| < 2$, l'efficacité d'association en fonction de η et φ est déterminée indépendamment pour les traces 3D et 2D. Le résultat est visible sur la Fig. 2.22. La diminution de l'efficacité d'association dans les données dans la partie centrale, provient d'une diminution de l'efficacité de reconstruction des traces. Celle-ci est attribuée à une calibration du CFT imparfaite, qui a été corrigée depuis. L'efficacité d'association avec les traces 3D est :

$$\varepsilon_{tr}^{3D} = 76.8 \pm 0.2\%(Donn\acute{e}es), \;\; \varepsilon_{tr}^{3D} = 93.5 \pm 0.5\%(MC)$$

L'efficacité d'association avec les traces 2D est légèrement supérieure :

$$\varepsilon_{tr}^{Axial} = 79.6 \pm 0.2\%(Donn\acute{e}es), \;\; \varepsilon_{tr}^{Axial} = 93.5 \pm 0.5\%(MC)$$

Il faut noter que l'efficacité d'association des muons locaux avec les traces internes augmente jusqu'à 97% pour les muons dans les jets, car la probabilité de mauvaise association devient alors importante.

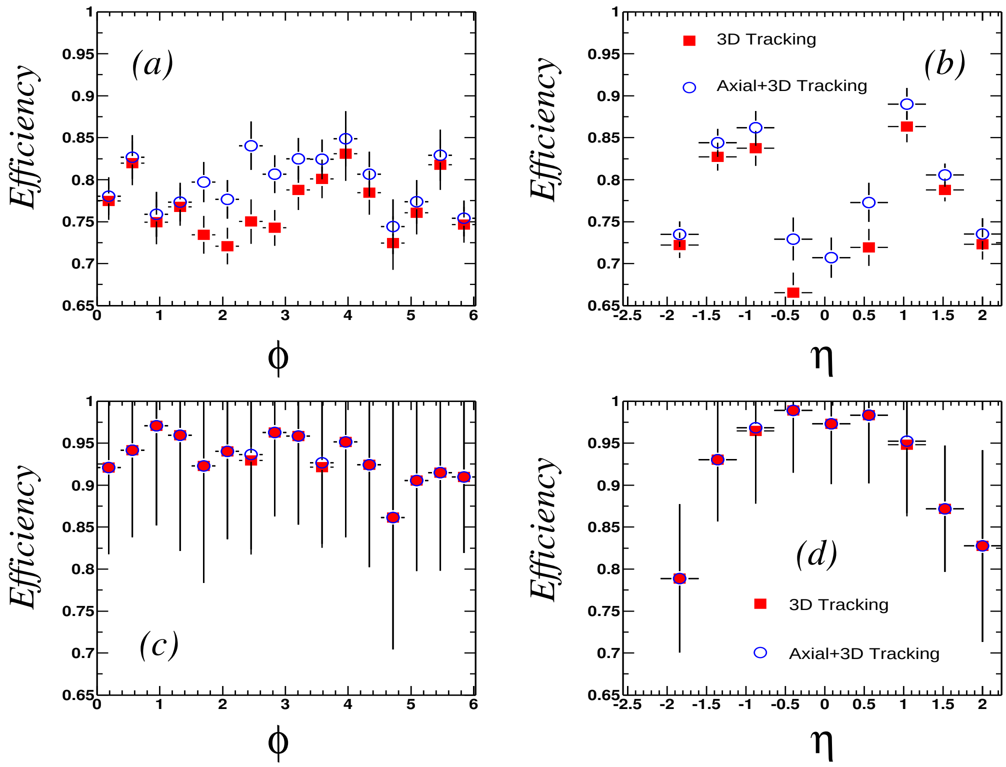


FIG. 2.22 – Efficacité d'association d'un muon local avec une trace du détecteur interne avec les données (a)(b) et pour les événements simulés (c)(d) en fonction de η et φ.

2.3.4 Reconstruction des jets.

2.3.4.1 Description de l'algorithme.

Les analyses qui seront décrites dans les chapitres suivants utilisent les jets reconstruits avec l'algorithme *"improved legacy cone"* [43]. Les algorithmes de jets existant actuellement ne mettent pas à profit l'information longitudinale, car les jets sont fabriqués à partir de tours, c'est-à-dire l'ensemble des cellules situé à la même pseudorapidité et au même angle azimutal dans une fenêtre de 0.1×0.1 en $\eta \times \varphi$. L'énergie de chaque cellule est affectée d'un poids. Ces poids ont été déterminés à l'aide d'événements générés. Pour la partie électromagnétique, ces poids ont été optimisés pour la résolution et choisis de façon à ce que l'énergie recueillie dans le calorimètre électromagnétique corresponde à l'énergie d'un électron généré. Cela conduit à affecter un grand poids à la première couche du calorimètre pour compenser les pertes d'énergie avant le calorimètre. De même, les poids dans les compartiments hadroniques ont été déterminés en utilisant des pions simulés.
Les jets de cône sont construits en trois étapes. Les tours contenant le plus d'énergie sont recherchées pour débuter la procédure. Initialement, un jet est constitué de l'ensemble des tours situées dans un cône de rayon R dans le plan $\eta \times \varphi$, centré sur l'une des tours de départ, et ayant pour origine le vertex principal reconstruit. La position du jet est ensuite recalculée en tenant compte de l'énergie contenue dans tout le cône et l'on itère jusqu'à obtenir un jet stable. Les jets proches sont ensuite réunis. Pour ce faire, lorsque deux jets sont distants de moins de $2R$, on les fusionne en un jet dont le cône est défini comme le barycentre pondéré par l'énergie transverse des deux jets. Ensuite, on considère le jet de plus haut p_T et on calcule l'énergie qu'il a en commun avec chacun des autres jets. Si pour un jet donné, elle est supérieure à un seuil, le premier jet absorbe l'autre, sinon ils restent distincts, mais le jet le plus énergique absorbe l'énergie commune. On passe ensuite au deuxième jet de plus haut p_T, et l'algorithme prend fin, lorsqu'il n'y a plus d'énergie partagée par deux jets, et seuls les jets de $p_T > 8$ GeVsont conservés. Des jets de cônes de rayon 0.3, 0.5 et 0.7 sont construits. Les analyses top utilisent les cônes de 0.5.

Malheureusement, les jets qui sortent du programme de reconstruction sont loin d'être utilisables directement. Il est indispensable d'appliquer des critères de qualité pour éliminer les mauvais jets.

- Pour éliminer les particules électromagnétiques, il est requis que la fraction électromagnétique (EMF) du jet vérifie $EMF > 0.05$. De plus, pour éliminer certains jets de bruit, on demande $EMF < 0.95$.
- Le bruit dans le compartiment hadronique externe est important, donc on impose que la fraction d'énergie déposée dans ce compartiment (CHF) soit faible : $CHF < 0.4$.
- On considère le rapport des énergies des deux cellules les plus chaudes (HotF) afin d'éliminer les jets créés par des cellules chaudes : $HotF < 10$.
- $n90$ le nombre de tours contenant plus de 90% de l'énergie du jet, est la variable qui permet d'éliminer les jets produits par des tours chaudes : $n90 > 1$.
- Seuls les jets de $E_T > 15\,\mathrm{GeV}$ sont considérés dans les analyses top.

Malgré ces nombreux critères de qualité, il demeure de nombreux jets de bruit dans les données. La plupart d'entre-eux sont dus à des groupes de cellules de faible énergie mais au fort taux d'occupation, particulièrement dans la couche hadronique externe. Ces cellules initient facilement un jet, qui risque ensuite d'être ajouté à un autre à cause du mécanisme décrit précédemment. La variable $f90$, le rapport de $n90$ et du nombre total de tours constituant le jet est sensible à ce type de bruit. La Fig. 2.23 permet de comparer les distributions de CHF en fonction de $f90$ pour des jets génériques et des jets vraisemblablement de bruit. Ces derniers sont obtenus en sélectionnant les jets qui ne sont pas confirmés par des tours de déclenchement de niveau 1, dont l'électronique n'est pas affectée par les mêmes problèmes de bruit que l'électronique de lecture. Sur ces figures, des critères de qualité des jets sont déjà appliqués.

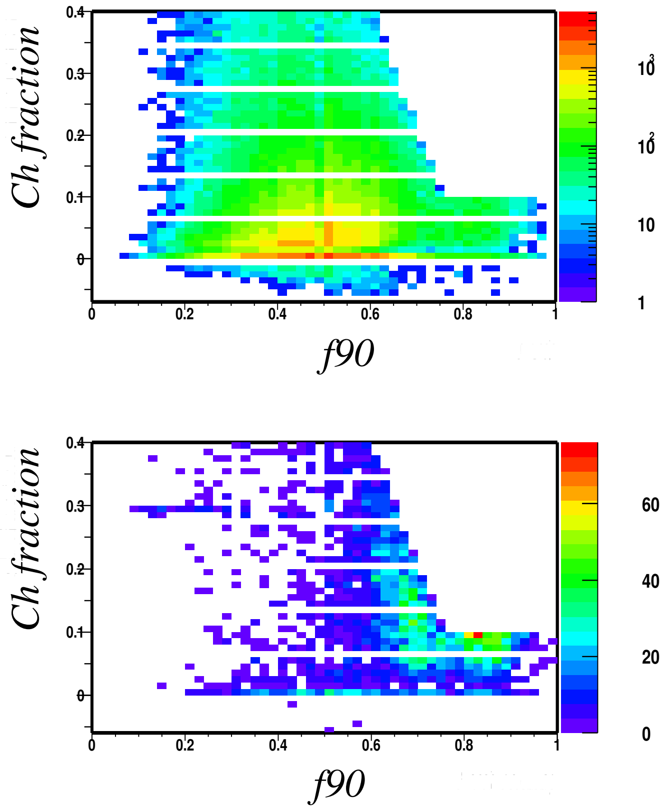


FIG. 2.23 – Fraction de l'énergie du jet dans le compartiment hadronique externe en fonction de $f90$ pour des jets génériques (en haut) et pour des jets non confirmés par le déclenchement de niveau 1. Des critères de qualité sont déjà appliqués.

Deux jeux de coupures ont été retenus pour éliminer ces mauvais jets :
- Si $E_T < 25\,\mathrm{GeV}$: $f90 < 0.7 - 0.5 \times CHF$ ou $CHF < 0.025$
- Si $E_T > 25\,\mathrm{GeV}$: $f90 < 0.8 - 0.5 \times CHF$ ou $CHF < 0.05$

2.3.4.2 Efficacité de reconstruction

Les critères de qualité cités précédemment sont assez agressifs, et l'efficacité de ces coupures doit être vérifiée. Celle-ci a été déterminée à l'aide d'événements di-jets ou gamma-jet. Le résultat est présenté sur la Fig. 2.24. Une efficacité stable d'environ 96% est atteinte pour des jets de plus de 30 GeV d'énergie transverse, mais l'efficacité à basse E_T est légèrement plus faible. Il a été vérifié que les comportements dans les données simulées et réelles sont semblables.

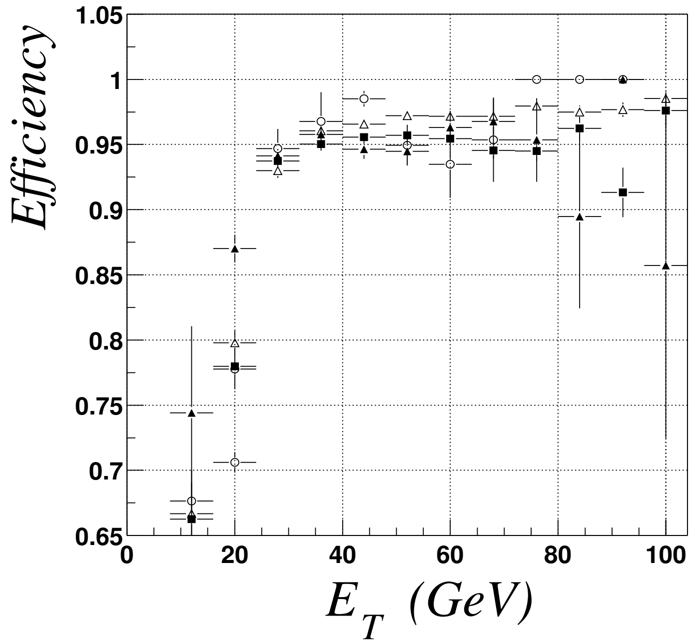


FIG. 2.24 – Efficacité de reconstruction des jets en fonction de leur énergie transverse

2.3.4.3 Séparation jets-électrons

L'algorithme de reconstruction des jets ne fait pas de distinction entre un jet et un électron isolé ou un jet ayant fluctué en π^0. Il est important d'identifier ce type de jets : d'une part pour éviter des doubles comptages, et d'autre part pour appliquer les corrections d'énergie adéquates. Dans l'analyse, tout jet proche d'un électron, avec comme critère $\Delta R < 0.5$ est éliminé.

2.3.4.4 Corrections d'échelle d'énergie.

Les corrections d'échelle d'énergie visent à corriger l'énergie des jets pour retrouver l'énergie des particules elles-mêmes. En effet, du fait des matériaux morts, des non-linéarités, du bruit, des fluctuations de gerbe, l'énergie recueillie dans un cône n'est pas égale à l'énergie du quark ou du gluon initial. Les effets cités ne sont pas encore tous reproduits au niveau de la génération, ce qui conduit à deux échelles d'énergie différentes : une pour les données réelles et l'autre pour les événements simulés. Les énergies sont corrigées avec la paramétrisation suivante [44] :

$$E_{corrigée} = \frac{E_{mesurée} - O_{ffset}}{R \times S}$$

- O_{ffset} représente l'énergie dans le cône qui ne provient pas des particules qui constituent le jet. L'événement sous-jacent, les événements de biais minimum, les bruits de l'électronique et de l'uranium en sont les sources. O_{ffset} est mesuré grâce aux événements de biais-minimum.
- R est la réponse du calorimètre au jet. Cette quantité est déduite de l'énergie transverse manquante dans des événements $\gamma + jet$.
- S est la fraction de l'énergie du jet qui est déposée à l'intérieur du cône. Comme le but est de corriger l'énergie du jet afin qu'elle soit proche de l'énergie des particules, l'effet de gerbe dans le calorimètre doit être supprimé.

2.3.5 Mesure de l'énergie transverse manquante : $\not{E}_T$

La présence d'un neutrino, qui n'interagit pas avec le détecteur, dans un événement ne peut être détectée que par un déséquilibre en énergie dans le plan transverse. Seule l'information transverse peut être utilisée, car l'impulsion longitudinale du centre de masse de la collision dure n'est pas connue. Le calorimètre est le principal outil pour la détection de l'énergie transverse manquante. La somme vectorielle de toutes les cellules dont l'énergie dépasse 100MeV est effectuée. Afin de minimiser les effets du bruit, les cellules de la couche hadronique externe ne sont prises en compte que si elles appartiennent à de bons jets. L'énergie transverse manquante est l'opposée du vecteur ainsi obtenu. Les corrections d'échelle d'énergie des bons jets sont répercutées sur l'énergie transverse manquante, que l'on note alors $\not{E}_{TCAL}$ Enfin, les muons, qui sont au minimum d'ionisation lorsqu'ils traversent le calorimètre ne déposent qu'une faible fraction de leur énergie. Les impulsions de tous les muons de l'événement auxquelles on a soustrait leur dépôt d'énergie attendu dans le calorimètre (déduit de tables basées sur `GEANT`), sont soustraites de $\not{E}_T$.

2.3.6 Mesure de la luminosité.

Deux systèmes de scintillateurs sont placés autour du tube à vide devant chaque calorimètre avant, à environ 140 cm du point d'interaction nominal. Ils sont visibles sur la figure 2.7. Lorsqu'une interaction se produit, les débris du proton et l'antiproton traversent ces scintillateurs. Lorsque l'intervalle de temps entre les impacts dans chaque système est compatible avec une interaction physique, un compteur est incrémenté. Chaque minute, les compteurs sont lus, et un numéro de bloc de luminosité est attribué. Ainsi, chaque événement est étiqueté par son numéro de séquence de prise de donnée (run), son numéro d'événement et son numéro de bloc de luminosité.

La fraction de la section efficace vue par les compteurs de luminosité n'a pas encore été calculée en détail. Les mesures faites actuellement reposent sur l'acceptance et l'efficacité déterminées au Run I. La mesure de la luminosité dépend également de la connaissance de la position des faisceaux ainsi que de la section efficace totale proton-antiproton. Une erreur relative de 10% est attribuée à la mesure de la luminosité.

2.3.7 Données utilisées.

Les données utilisées dans l'analyse top, ont été enregistrées du 15 août 2002 au 12 janvier 2003. Une luminosité de $96.8\,\mathrm{pb}^{-1}$ a été délivrée par la machine. $68.2\,\mathrm{pb}^{-1}$ ont été enregistrés pour la physique et $66.5\,\mathrm{pb}^{-1}$ ont pu être reconstruits par le programme de reconstruction.

Sélection des données.

La version la plus simple de l'énergie transverse manquante, c'est-à-dire la somme vectorielle de toutes cellules est utilisée pour sélectionner les bons runs pour le calorimètre. Les critères de sélection des bons runs sont les suivants :

- Tous les châssis d'électronique du calorimètre doivent avoir été lus, et plus de 1000 événements doivent avoir été enregistrés.
- La dérive définie par $\sqrt{<\not\!\!E_{T_x}>^2 + <\not\!\!E_{T_y}>^2}$ doit être inférieure à 3.5 GeV pendant la totalité du run et ne doit pas dépasser 5 GeV sur des intervalles de temps longs (plus de 1000 événements).
- De même, la valeur moyenne de $\sqrt{RMS(\not\!\!E_{T_x})^2 + RMS(\not\!\!E_{T_y})^2}$ ne doit pas dépasser 15 GeV sur l'ensemble du run et 16 GeV pendant un intervalle de temps long.
- La moyenne de la somme des énergies transverses des cellules (aussi appelée SET), doit dépasser 80 GeV sur l'ensemble du run et 75 GeV sur des intervalles de temps longs.
- La distribution en φ des bons jets doit être plate.

Ces critères rejettent environ 15% de la statistique accumulée. Les distributions des trois premières variables discriminantes utilisées sont représentées sur la Fig. 2.25

Enfin, du 28 novembre au 16 décembre 2002, une défaillance a considérablement réduit l'efficacité du système à muon central, et les runs correspondants ont dû être retirés des analyses utilisant l'étiquetage par les muons. La luminosité totale utilisée pour ces dernières est $40.0\,\mathrm{pb}^{-1}$.

2.4 Simulation du détecteur.

La simulation du détecteur DØ est effectuée par DØGSTAR [45] avec GEANT 3 (GEISHA est utilisé pour simuler les gerbes hadroniques). Il est possible d'utiliser deux types de géométrie :

- moyennée où le volume du calorimètre est rempli d'un milieu équivalent homogène
- à plaques où le calorimètre est décrit comme une succession de plaques d'absorbeur et de couches d'argon.

La simulation moyennée est plus rapide que la simulation à plaques mais moins précise.

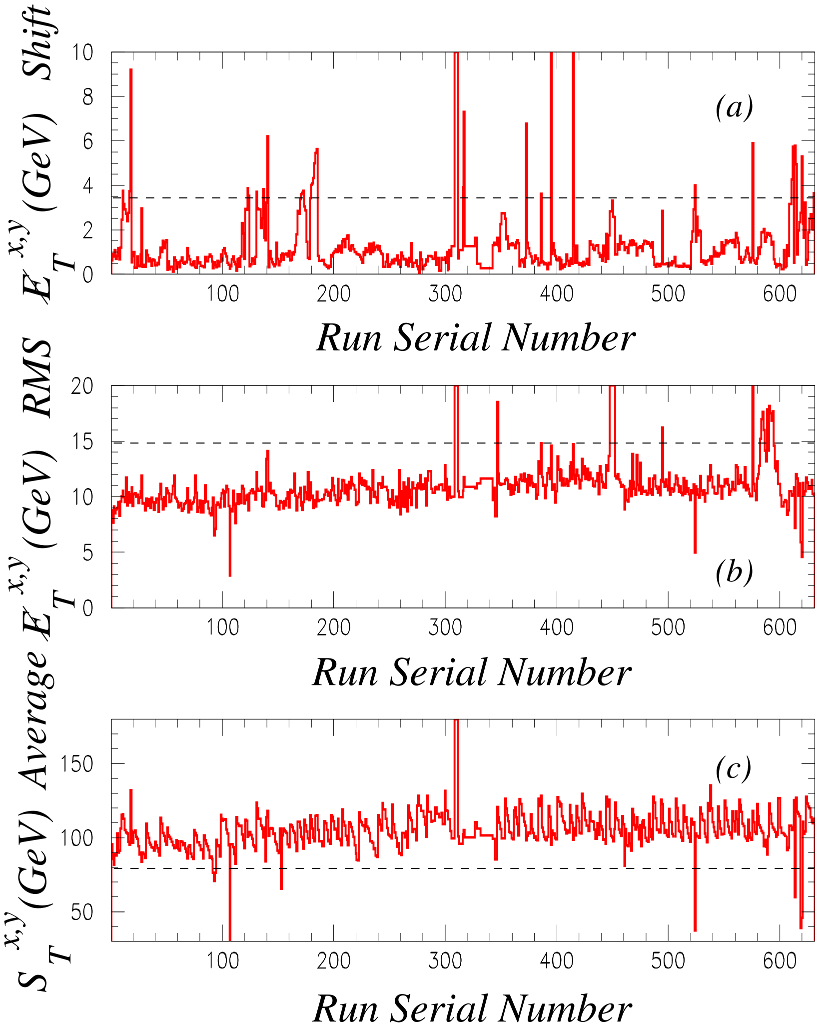


FIG. 2.25 – Dérive (a) et écart-type moyen (b) de l'énergie transverse manquante par run, en fonction du numéro de run. Energie scalaire transverse totale (c) en fonction du numéro de run.

La simulation complète se termine avec le passage des événements à travers le programme DØSim qui a plusieurs rôles :

- ajout des événements de biais minimum. Pour l'instant ils sont simulés, mais il est envisagé de les remplacer par des données réelles
- ajout des événements d'empilement pour le calorimètre
- ajout du bruit du calorimètre (électronique et uranium)
- ajout du bruit et des inefficacités du CFT et du SMT
- mise de l'événement dans un format identique aux données enregistrées par le système d'acquisition

Il est également possible de simuler les niveaux de déclenchement (DØTrigSim). Le niveau 1 est simulé alors que les algorithmes qui fonctionnent en ligne sont utilisés pour prédire les résultats des niveaux 2 et 3.

Chapitre 3

La méthode de la route : un algorithme d'identification des électrons dans les jets.

Comme il a été vu précédemment, chaque événement $t\bar{t}$ comporte deux jets de b, car le quark top se désintègre quasi exclusivement en W+b.

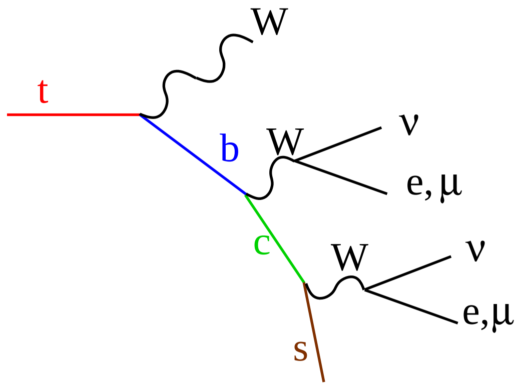


FIG. 3.1 – Graphe de la désintégration d'un quark top.

Chaque quark b s'hadronise en méson B puis se désintègre en méson charmé. Cette désintégration donne un électron ou un muon avec une probabilité proche de 10% dans chacun des cas. Le lepton obtenu se retrouve alors à l'intérieur du jet. Le méson charmé peut à son tour donner un électron ou un muon dans 8% des cas pour chaque saveur. Ainsi la présence d'un électron ou d'un muon proche ou dans un jet est indicatrice de la désintégration d'une saveur lourde [46]. L'identification d'un muon dans un jet est similaire à celle d'un muon isolé car le jet n'est pas vu par le détecteur à muons. En revanche, les jets et les électrons étant reconstruits principalement à l'aide du calorimètre, l'identification d'un électron isolé et celle d'un électron dans un jet sont très différentes.

La méthode standard d'identification des électrons dans DØ est basée sur les amas calorimétriques. Elle utilise essentiellement le profil transverse et longitudinal des gerbes

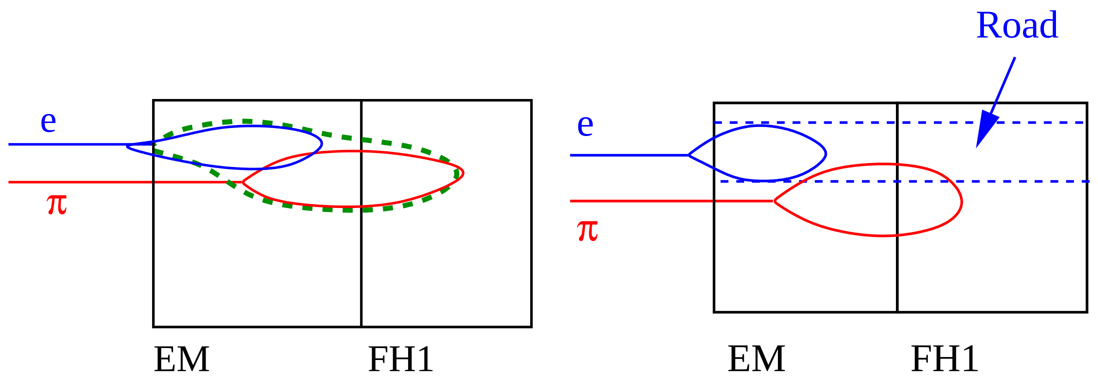


FIG. 3.2 – Une gerbe hadronique se superposant à la gerbe d'un électron. Les deux amas sont rassemblés (à gauche) alors que la contribution de la gerbe hadronique dans la route est diminuée (à droite).

électromagnétiques. Cette méthode qui a démontré son efficacité pour des électrons isolés, tels que ceux issus des désintégrations de W ou de Z, n'est cependant pas adaptée aux électrons de basse énergie que l'on trouve dans les jets de saveurs lourdes. La raison principale est que dans un jet collimé, les gerbes hadroniques ont tendance à se superposer à la gerbe de l'électron, ainsi que représenté schématiquement sur la Fig. 3.2-gauche.

Pour pallier cette inefficacité, j'ai développé un algorithme alternatif, connu sous le nom de méthode de la route. Il tire parti de la granularité du calorimètre ainsi que des capacités du détecteur DØ au Run II en matière de reconstruction de traces. En effet, il repose sur l'extrapolation des traces chargées à l'intérieur du calorimètre. Pour chaque trace, on ne considère que l'énergie contenue dans la route, tube étroit construit autour de l'extrapolation de la trace. La contribution des gerbes hadroniques environnantes est réduite, ainsi que celle des gerbes de photons (Fig. 3.2-droite).

L'algorithme a tout d'abord été développé pour le calorimètre central, puis étendu aux calorimètres avant. Il est rattaché au programme standard de reconstruction des électrons de DØ via le programme `SEMReco` et l'algorithme de la route centrale est également utilisé par des filtres du système de déclenchement de niveau 3. Dans la partie suivante, l'algorithme sera décrit puis un exemple d'application à l'étiquetage des saveurs lourdes sera détaillé.

3.1 Description de l'algorithme

3.1.1 Vue d'ensemble

L'algorithme comprend les étapes suivantes :

- chaque trace chargée reconstruite sélectionnée est extrapolée à l'intérieur du calorimètre ;
- dans chaque couche, la liste des cellules appartenant à la route, est déterminée (Fig. 3.3) ;
- couche par couche, l'énergie transverse contenue dans la route est calculée.

La sélection initiale des traces chargées fournies à l'algorithme de la route est effectuée par `SEMReco`. Actuellement, une coupure à 1.5 GeV/c de p_T est effectuée et il est requis qu'une tour proche de l'extrapolation de la trace au milieu de la troisième couche ait au moins 0.5 GeV d'énergie transverse ainsi qu'une fraction électromagnétique d'au moins 70%. Les critères d'identification reposant sur les dépôts d'énergie dans la route dans les différentes couches ne font pas partie de l'algorithme en tant que tel. Ils dépendent du processus physique considéré ; cependant dans la deuxième partie de ce chapitre, un exemple d'utilisation sera détaillé. Enfin, dans sa version actuelle, l'algorithme n'utilise pas les détecteurs de pieds de gerbes, ni les détecteurs inter-cryostats, ni les détecteurs sans absorbeurs.

3.1.2 L'extrapolation des traces

Les paramètres des traces sélectionnées sont choisis au point le plus proche de l'axe z. La direction et l'intensité du champ magnétique sont extraites de la base de données. On suppose le champ uniforme, dans un cylindre de 260 cm de long et 58.7 cm de rayon, correspondant aux dimensions de la bobine. Le champ magnétique résiduel à l'extérieur de la bobine est supposé nul. Ainsi, la trajectoire des particules chargées est approximée par une hélice à l'intérieur du cylindre, et par une ligne droite en dehors. Les intersections avec les différentes couches du calorimètre sont calculées au niveau de leurs rayons, intérieur, moyen et extérieur.

3.1.3 La construction de la route

Si l'intersection de l'extrapolation de la trace avec le milieu de la troisième couche correspond à un $|\eta_{\rm det}| < 1$, une route centrale est construite par `RoadFinder`, sinon un autre algorithme du nom de `ECRoadFinder` est utilisé dans les calorimètres avant à la géométrie nettement plus compliquée.

Les deux algorithmes ont été conçus en utilisant un lot simulé d'électrons isolés, distribués uniformément en η entre 0 et 3.2 et en énergie entre 5 et 25 GeV ; la distribution de la position du vertex sur l'axe du faisceau est une Gaussienne de $\sigma_z = 28$ cm. La distribution du rapport de l'énergie totale déposée dans le calorimètre et de l'énergie générée est représentée sur la Fig. 3.4 pour les électrons centraux ($|\eta_{\rm det}| < 1$) et à l'avant ($1.5 < |\eta_{\rm det}| < 3.2$) (pour des raisons historiques, sur ces distributions, les corrections d'énergie ne sont pas appliquées.) La distribution de la fraction d'énergie

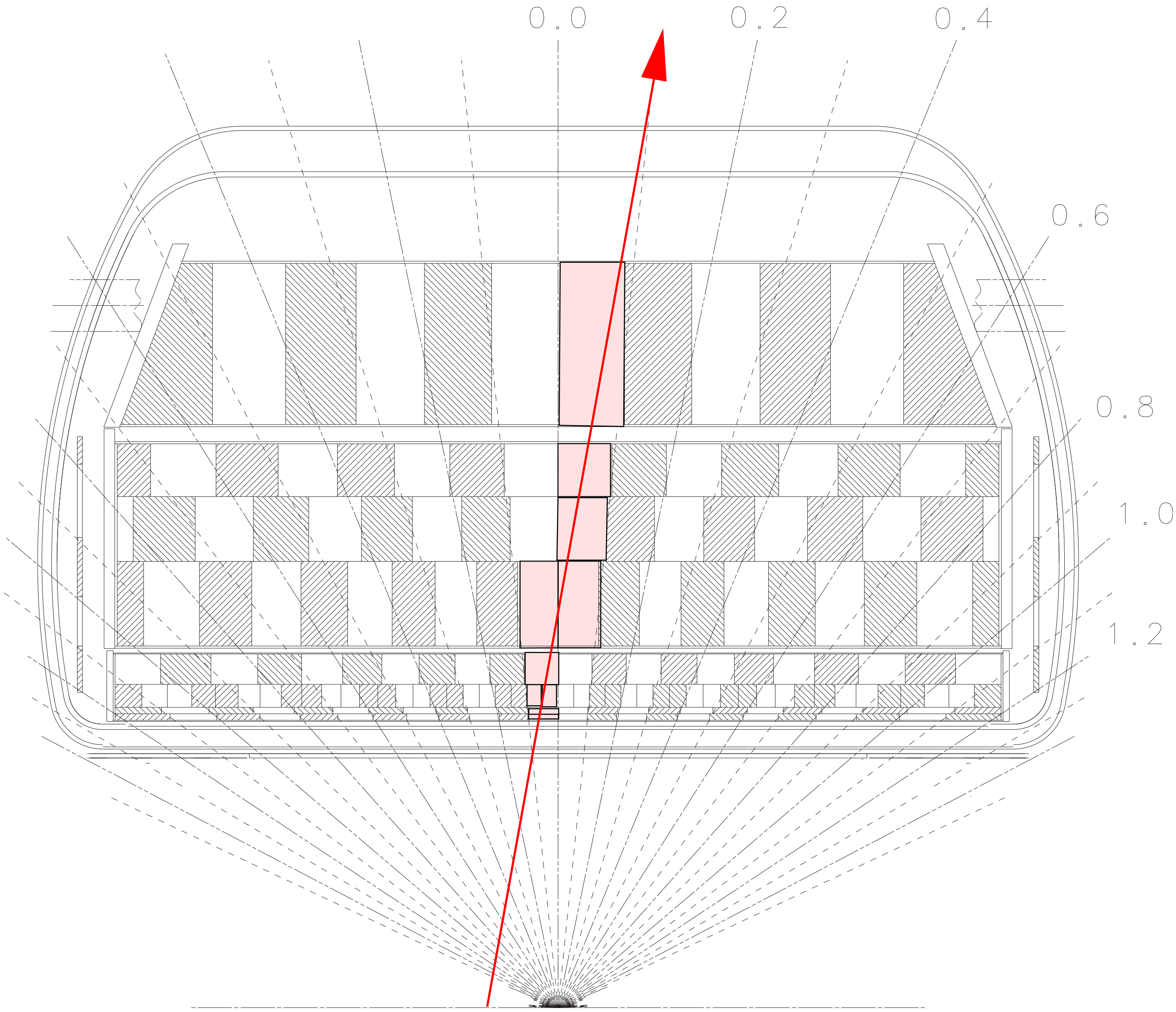


FIG. 3.3 – Un exemple de route construite dans le calorimètre central.

déposée dans les trois premières couches du calorimètre est représentée sur la Fig. 3.5. Ces dernières contiennent en moyenne 90% et 95% de l'énergie totale déposée dans les calorimètres central et avant, respectivement. La différence provient essentiellement des zones non sensibles dans le calorimètre central. Du fait que les électrons déposent la majeure partie de leur énergie dans les trois premières couches, la méthode de la route a été particulièrement optimisée pour celles-ci.

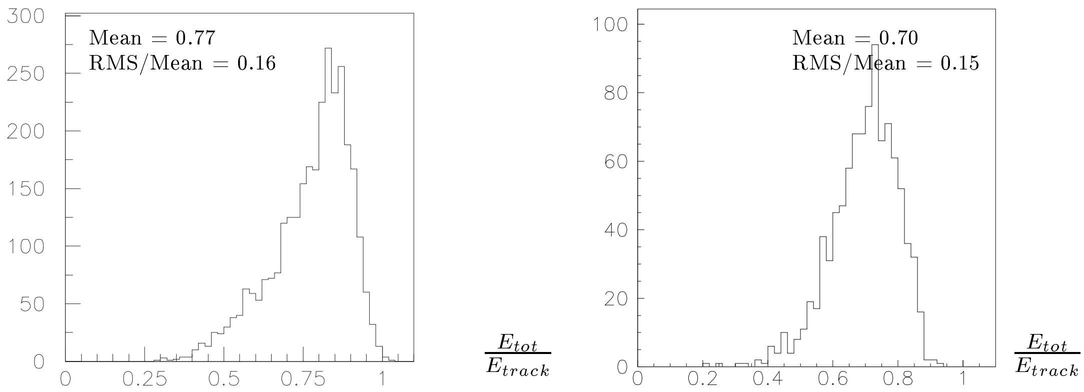


FIG. 3.4 – Rapport de l'énergie totale déposée dans le calorimètre par les électrons sur leur énergie générée.

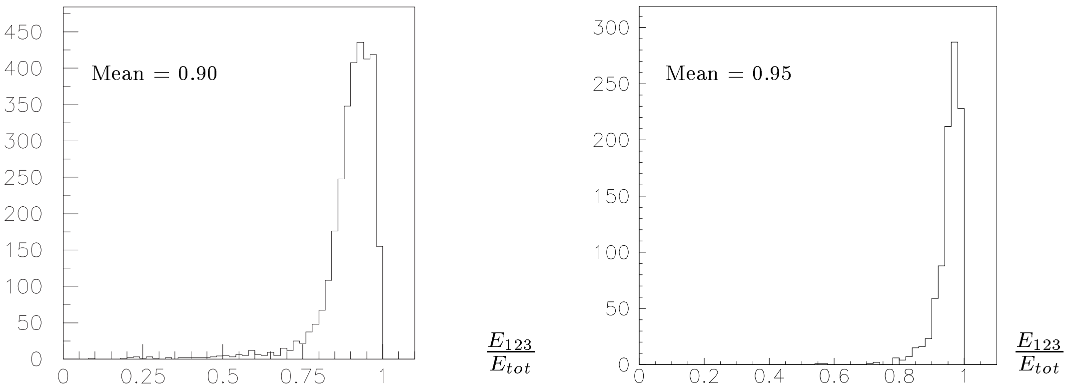


FIG. 3.5 – Fraction de l'énergie calorimétrique contenue dans les trois premières couches pour les calorimètres centraux (à gauche) et avant (à droite).

3.1.3.1 La route dans le calorimètre central

La géométrie du calorimètre central (CC) est suffisamment simple pour pouvoir être calculée sans faire appel à l'interface officielle avec la géométrie du détecteur qui est lente. On y fait cependant appel lors de l'initialisation pour obtenir les rayons intérieur et extérieur des couches du CC. Le calorimètre a déjà été décrit dans la partie 2.2.2, on rappelle simplement que les dimensions des cellules sont d'environ 0.1×0.1 dans le plan $\eta \times \varphi$ sauf dans la troisième couche, où la granularité est quadruple. La taille des cellules est de ce fait comparable à la dimension transverse d'une gerbe d'électron. De plus, c'est dans cette troisième couche que les électrons déposent le plus d'énergie. Par ailleurs, du fait de leur forme trapézoïdale, les cellules du CC ne sont pas parfaitement projectives. Chaque cellule est étiquetée par son numéro de couche (voir la Table 2.2 de la partie 2.2.2). Les concepts de couronne en η et de bande en φ sont utilisés lors de la construction de la route : les couronnes en η et les bandes en φ sont constituées de toutes les cellules de même iη et iφ, respectivement.

Pour chaque trace, la route est calculée couche par couche. Les coordonnées des points d'entrée et de sortie de l'extrapolation de la trace dans la couche sont calculées, et les couronnes en η et bandes en φ auxquelles ils appartiennent sont déterminées. Les nombres de couronnes et de bandes traversées par l'extrapolation de la trace sont représentés sur la Fig. 3.6 pour le lot d'électrons isolés. Il apparaît que la plupart du temps, une seule couronne est franchie dans les deux premières couches. En revanche, dans la troisième, du fait de la meilleure granularité et de l'épaisseur plus importante de cette couche, la plupart du temps, deux couronnes sont traversées. La situation en φ est différente ; en effet, dans la très grande majorité des cas, une seule bande est traversée, même dans la troisième couche. Cela provient du fait que dans la gamme de p_T considérée pour les électrons, malgré la déflexion due au champ magnétique, l'extrapolation de la trace est pratiquement parallèle aux parois des cellules.

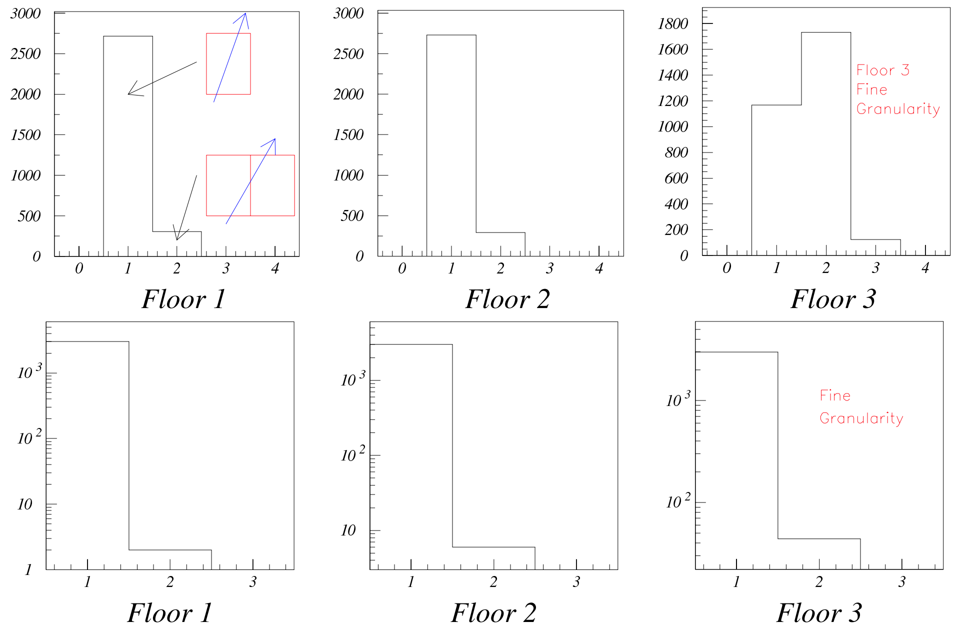


FIG. 3.6 – Nombre de couronnes en η (en haut) et de bandes en φ (en bas,et en échelle logarithmique) traversées par l'extrapolation de la trace dans les trois premières couches.

En première approximation, la route est constituée de toutes les cellules communes aux couronnes en η et aux bandes en φ traversées par l'extrapolation de la trace. Il y a cependant des exceptions à cette règle générale.

Tout d'abord, on requiert que les points d'entrée et de sortie appartiennent physiquement au CC. Si ce n'est pas le cas, c'est-à-dire si, dans la couche que l'on considère, l'extrapolation de la trace sort du CC, aucune cellule de cette couche n'est incluse dans la route centrale, ni aucune cellule des couches plus profondes ; cependant elles sont prises en compte, dans une étape suivante, lors du traitement des calorimètres avant.

Ensuite, puisque le but de la méthode de la route est de distinguer les électrons des hadrons, la route doit satisfaire les deux conditions contradictoires suivantes : être aussi étroite que possible tout en contenant autant d'énergie de l'électron que possible. Du fait de l'extension transverse de la gerbe électromagnétique, il est intéressant d'inclure des couronnes en η ou des bandes en φ adjacentes à celles traversées par l'extrapolation de la trace. Cependant, on pourrait imaginer qu'il soit préférable de ne pas inclure des couronnes en η ou bandes en φ si l'on s'attend à ce qu'elles ne contiennent qu'une faible proportion de l'énergie de l'électron. Ces possibilités ont été étudiées à l'aide de l'échantillon d'électrons isolés.

Le premier cas envisagé est celui où, dans une couche donnée, seule une couronne en η est traversée par l'extrapolation de la trace. La fraction de l'énergie contenue dans la couronne considérée par rapport à l'énergie totale contenue dans la couche est représentée sur la Fig. 3.7, ainsi que les fractions dans les couronnes adjacentes. De façon logique, la plupart de l'énergie est contenue dans la couronne traversée, mais il apparaît que dans certains cas, la couronne voisine peut contenir une fraction significative de l'énergie.

Lorsque deux couronnes en η sont traversées, ainsi que l'on pouvait le présager, la quasi-totalité de l'énergie est contenue dans ces deux couronnes ainsi qu'on peut le constater sur la Fig. 3.8. La proportion d'énergie entre les deux couronnes reflète le profil longitudinal de la gerbe électromagnétique. Dans les deux premières couches, celle-ci est en train de se développer et la deuxième couronne franchie contient plus d'énergie que la première. A l'inverse, dans la troisième couche, la gerbe commence à s'éteindre, en conséquence, la première couronne franchie contient plus d'énergie.

Dans la troisième couche, du fait de la meilleure granularité, il arrive parfois que trois couronnes en η soient franchies. Comme prévu, et comme démontré sur la Fig. 3.9, la troisième couronne traversée contient rarement plus de 20% de l'énergie déposée. Ainsi, en excluant l'éventuelle troisième couronne dans la route, la granularité de la troisième couche permet d'améliorer la discrimination électron-hadron.

Ainsi qu'il vient d'être montré, dans un certain nombre de cas, les couronnes en η voisines contiennent une fraction non négligeable de l'énergie. Un effet similaire peut être constaté sur les bandes en φ, mais comme l'extrapolation de la trace est quasiment parallèle aux parois des cellules et ne traverse ainsi qu'une cellule, il est plus facile à quantifier.

La fraction de l'énergie dans la couche déposée dans la bande voisine de celle traversée est représentée sur la Fig. 3.10 en fonction de la distance de l'extrapolation de la trace au bord de la cellule ; cette distance est calculée au point d'entrée dans la couche et est normalisée à la largeur de la cellule.

Le choix d'inclure ou pas une bande adjacente est contrôlé par le paramètre *dismerge* (Fig. 3.11) : la couronne voisine est ajoutée si la distance définie précédemment est plus petite que *dismerge* ($2 \times dismerge$ dans la troisième couche à cause de la granularité plus fine). La plus grande valeur possible de *dismerge* ($2 \times dismerge$ dans

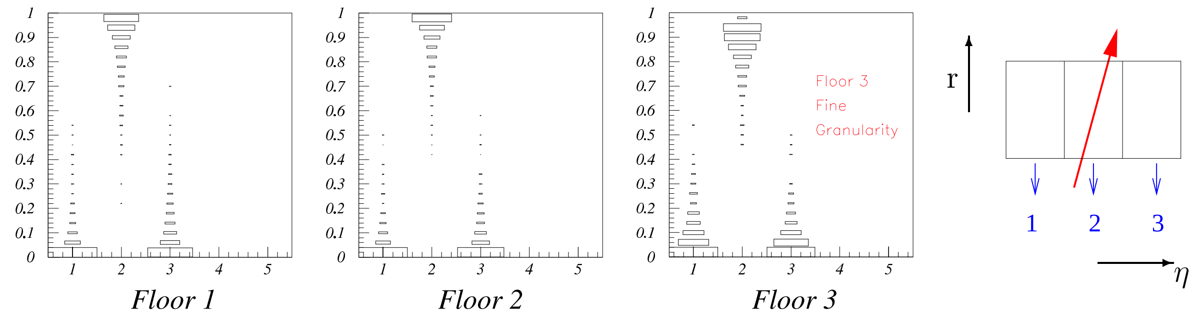


FIG. 3.7 – Pour les trois premières couches du calorimètre, lorsqu'une seule couronne est traversée, fractions de l'énergie déposée dans la couche contenue dans la couronne traversée et les couronnes adjacentes. La couronne numéro 1 est la première couronne voisine le long de l'extrapolation de la trace, la numéro 2, la couronne qui est traversée, et la numéro 3 est la dernière voisine. Dans l'échantillon d'électrons considéré, η est toujours positif.

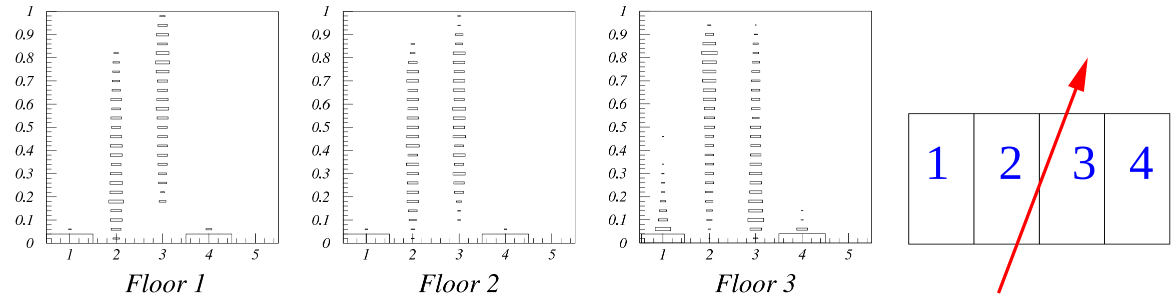


FIG. 3.8 – Pour les trois premières couches du calorimètre, lorsque deux couronnes sont traversées, fractions de l'énergie déposée dans la couche contenue dans les couronnes traversées et les couronnes adjacentes. La couronne numéro 1 est la première voisine, les couronnes 2 et 3 sont celles traversées par l'extrapolation de la trace et la numéro 4, la dernière voisine. Dans l'échantillon d'électrons considéré, η est toujours positif.

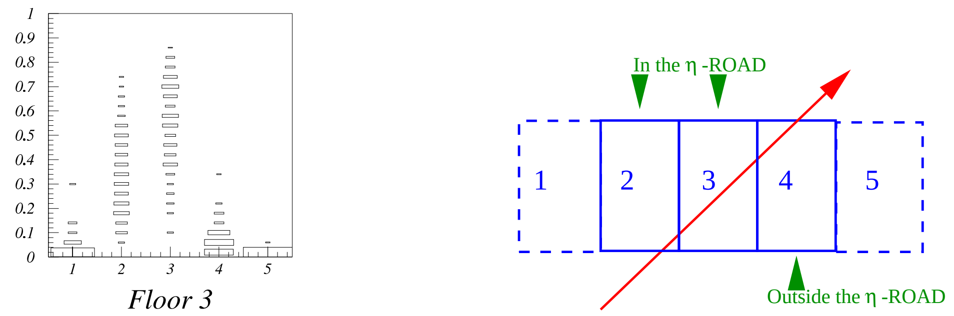


FIG. 3.9 – Dans la troisième couche du calorimètre, lorsque trois couronnes sont traversées, fractions de l'énergie déposée dans la couche contenue dans les couronnes traversées et les couronnes adjacentes. La couronne numéro 1 est la première voisine, les couronnes 2, 3 et 4 sont celles traversées par l'extrapolation de la trace et la numéro 5, la dernière voisine. Dans l'échantillon d'électrons considéré, η est toujours positif.

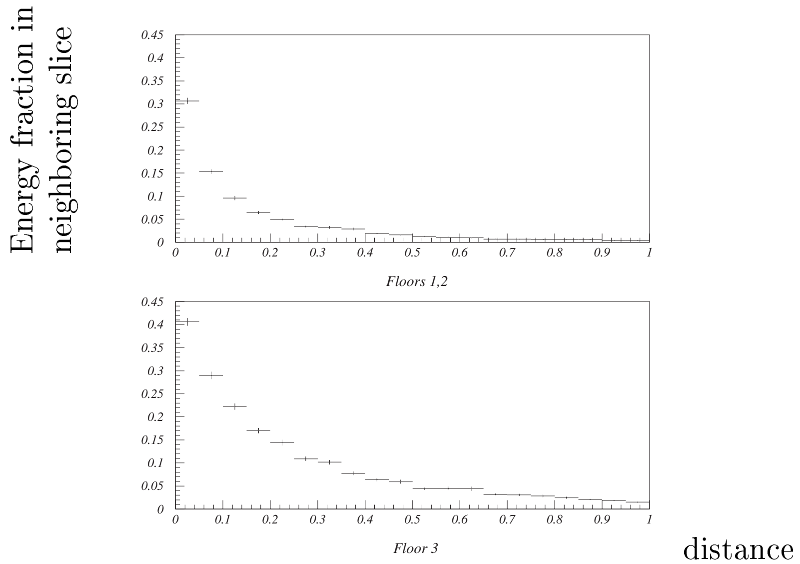


FIG. 3.10 – Fraction de l'énergie déposée dans la couche contenue dans la bande en φ voisine en fonction de la distance à la paroi de la cellule normalisée à la largeur de celle-ci.

la troisième couche) est 0.5, de sorte qu'au maximum, une bande est ajoutée à la route (cette bande est deux fois plus fine dans la troisième couche). La même procédure est appliquée aux couronnes en η, à une différence près : afin de prendre en compte l'angle entre l'extrapolation de la trace et les bords de la cellule, pour ajouter la couronne voisine, il faut qu'à la fois le point d'entrée et celui de sortie soient dans la zone périphérique définie par le paramètre *dismerge*. Aucune amélioration des performances n'a été observée en utilisant des paramètres *dismerge* différents pour les couronnes en η et les bandes en φ.

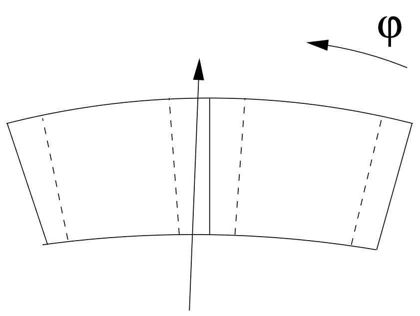


FIG. 3.11 – Illustration de l'utilisation du paramètre *dismerge* : la bande voisine en φ est ajoutée si l'extrapolation de la trace pénètre dans la couche entre la ligne pointillée et le bord de la cellule.

Finalement, la route est constituée dans chaque couche de l'intersection d'une ou deux couronnes en η et d'une ou deux bandes en φ franchies par l'extrapolation de la trace ou ajoutées en tant que voisines si la trace est contenue dans la zone de *dismerge*. Un exemple est donné sur la Fig. 3.12. La Fig. 3.13 représente les distributions du nombre de cellules dans la route dans les couches EM1 et EM3.

La distribution du rapport de l'énergie contenue dans la route à l'énergie déposée dans les trois premières couches, est tracée sur la Fig. 3.14 pour les électrons isolés pour une valeur de *dismerge* de 0.15. Cette fraction est 89% en moyenne, correspondant ainsi à une fraction de 80% de l'énergie totale déposée dans le calorimètre. Comparée à l'énergie générée, la résolution est 21%, alors qu'elle est de 16% pour le calorimètre entier. La dégradation est donc faible.

Dans la version actuelle de l'algorithme dans le programme de reconstruction, trois routes sont calculées pour trois valeurs de *dismerge* différentes. Les valeurs par défaut sont 0.25, 0.125 et 0. Le choix de l'une ou l'autre des routes dépend du canal de physique étudié, mais la valeur intermédiaire apparaît comme un bon compromis pour la plupart des applications.

3.1.3.2 La route dans les calorimètres avant

La géométrie des calorimètres avant, que l'on notera EC par la suite, est nettement plus compliquée que celle du CC. En particulier, la partie hadronique est séparée en une section interne, médiane et externe. Rappelons, que comme dans le CC, la granularité de la troisième couche est deux fois plus fine, mais seulement jusqu'à $|\eta| < 2.6$. Du fait de cette complexité, le programme de géométrie officielle a été utilisé.

Par rapport au CC, la taille physique des cellules dans les EC augmente très rapidement avec la pseudorapidité $|\eta|$ comme on peut le constater sur la Fig. 3.15 et devient plus petite à grand $|\eta|$ que la dimension typique de la gerbe d'un électron. Puisque l'objectif de la construction de la route demeure de rester aussi étroite que possible tout en contenant la fraction la plus grande possible de l'énergie déposée par l'électron, l'implémentation doit être différente de celle du CC : définir la route comme l'ensemble des cellules traversées en ajoutant éventuellement des voisines est inapproprié. L'algorithme alternatif le plus simple consiste à définir un cylindre autour de l'extrapolation de la trace, dont le rayon doit être comparable à celui de la gerbe électromagnétique de l'électron.

La trace est extrapolée et la liste de l'ensemble des cellules traversées est déterminée, ainsi que les coordonnées des points d'entrée et de sortie de la trace dans les couches. Dans chaque couche, la cellule traversée par l'extrapolation de la trace au niveau du milieu de la couche est inclue dans la route, et toutes les cellules dont le centre est situé dans un cylindre de rayon R autour de l'extrapolation de la trace sont ajoutées. Comme la taille des cellules varie avec η, le nombre de cellules dans la route en dépend également, comme on peut le constater sur la Fig. 3.16 pour $R = 3\,\text{cm}$. Le changement de granularité dans EM3 à $|\eta| = 2.6$ est clairement visible.

Le rapport de l'énergie contenue dans la route à l'énergie totale déposée dans les trois premières couches est tracé sur la Fig. 3.17 pour les électrons isolés pour $R = 3\,\text{cm}$. Cette fraction est en moyenne 89%, correspondant à 85% de l'énergie déposée dans le calorimètre. Par rapport à l'énergie générée, la résolution est 21%, légèrement dégradée

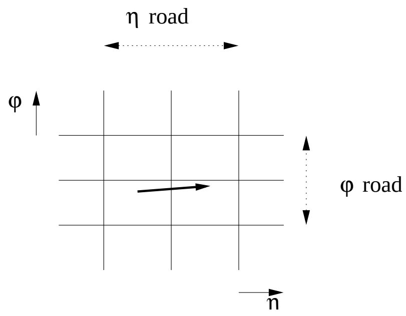


FIG. 3.12 – Exemple de cellules incluses dans la route, pour une couche donnée : la flèche représente l'extrapolation de la trace de son point d'entrée à son point de sortie ; ici, seule une bande en φ est franchie, mais la bande voisine a été ajoutée. Ainsi la route contient 4 cellules.

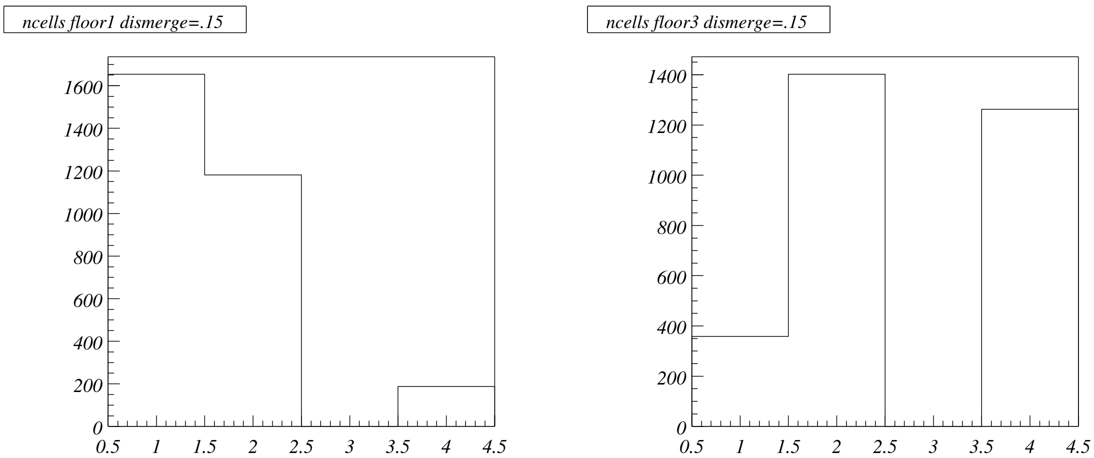


FIG. 3.13 – Nombre de cellules incluses dans la route pour les couches EM1(à gauche) et EM3(à droite) pour $dismerge = 0.15$.

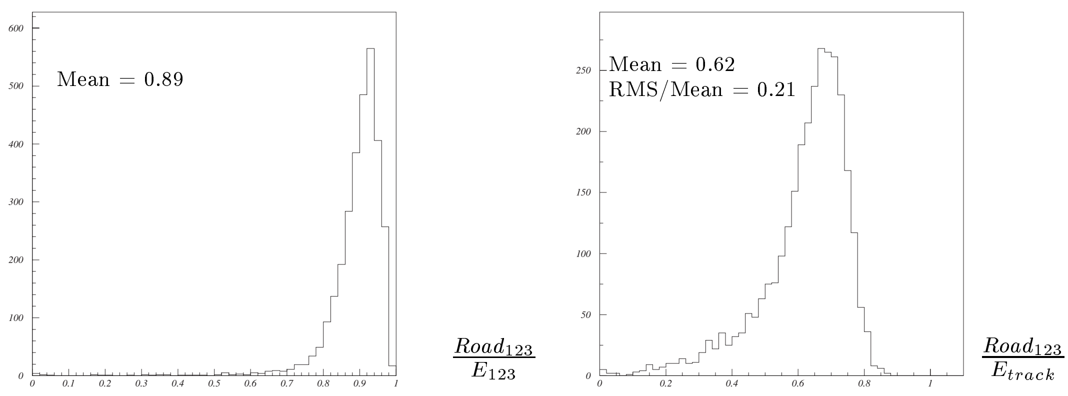


FIG. 3.14 – Fraction de l'énergie déposée dans les trois premières couches (à gauche). Fraction de l'énergie générée (à droite) contenue dans la route.

par rapport à la résolution du calorimètre entier de 15%.

Comme pour la route dans le CC, trois routes de différents rayons sont calculées dans la version actuelle du programme de reconstruction. Les valeurs par défaut sont 4, 3, et 2.5 cm. La valeur intermédiaire est adaptée à la plupart des situations.

Afin de minimiser, les pertes d'acceptance, les algorithmes de la route CC et EC sont combinés. Tout d'abord si, pour une trace donnée, une route a été construite dans le CC, elle est étendue aux couches inutilisées du CC par l'algorithme EC. Ensuite, la route est poursuivie dans les EC.

L'algorithme EC est programmé de façon générale et peut éventuellement être appliqué à l'ensemble du CC.

3.1.4 Quantités calculées et variables discriminantes pour l'identification

Pour chaque route et couche données l'énergie transverse est définie comme la somme des énergies transverses des cellules contenues dans la route. Seules les cellules dont l'énergie excède un certain seuil, actuellement fixé à 10 MeV sont prises en compte, afin d'éviter d'inclure des cellules d'énergie négative. L'énergie transverse dans chaque cellule est calculée de la façon suivante : $E_T = E_{\text{cellule}} \sin(\theta_{\text{trace}})$. L'angle θ déduit de la position du vertex et de la position de la cellule n'est pas utilisé car il peut être erroné si le vertex primaire n'a pas été reconstruit ou identifié.

De plus, deux estimateurs standard sont calculés pour chaque route :

– $$EMF = \frac{\displaystyle\sum_{\text{couche numero } i=1,2,3} E_T(i)}{\displaystyle\sum_{\text{toutes les couches}} E_T(i)}$$

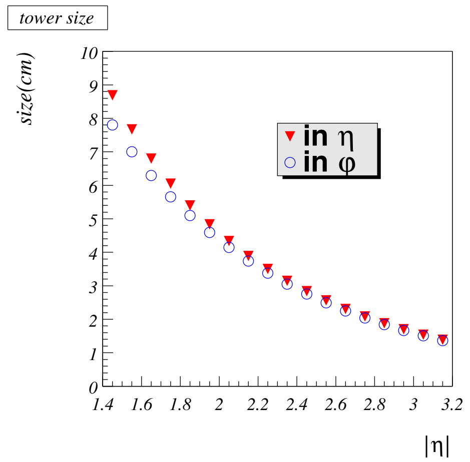


FIG. 3.15 – Taille des cellules dans l'EC en fonction de $|\eta|$ dans la deuxième couche.

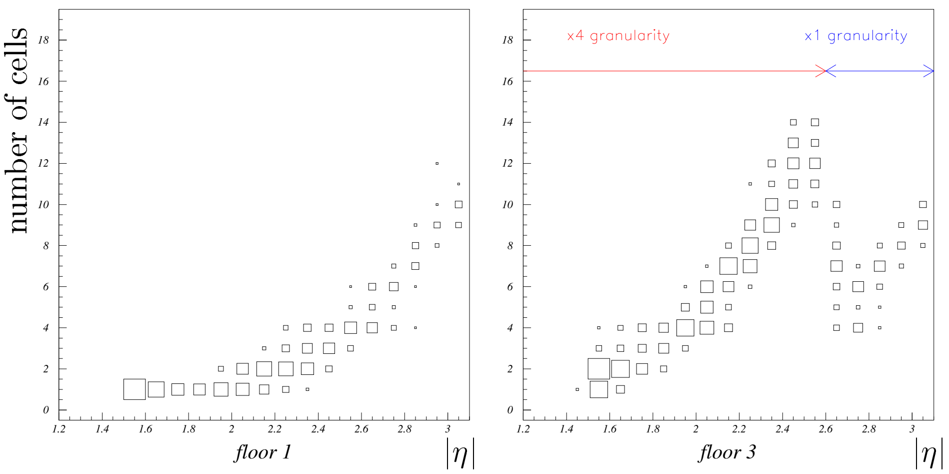


FIG. 3.16 – Nombre de cellules incluses dans la route dans EM1 (à gauche) et dans EM3 (à droite) pour $R = 3\,\text{cm}$.

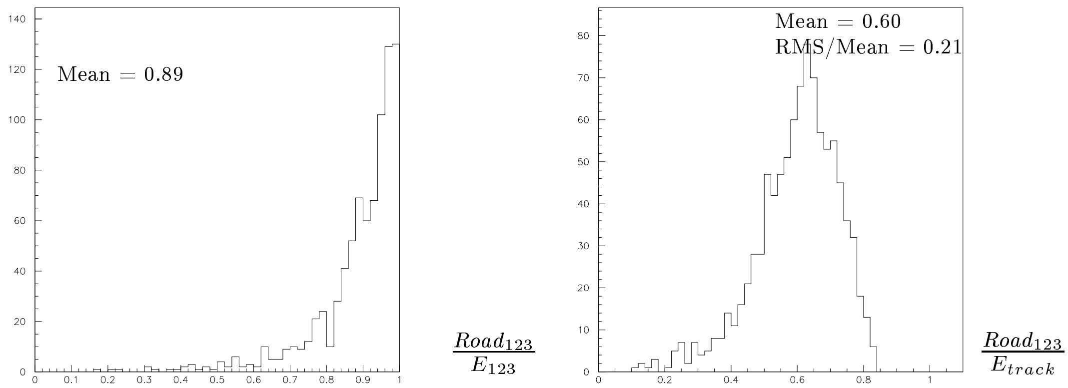


FIG. 3.17 – Fraction de l'énergie déposée dans les trois premières couches (à gauche). Fraction de l'énergie générée de l'électron (à droite) contenue dans la route EC.

– $E/p = \dfrac{\displaystyle\sum_{\text{couche numero } i=1,2,3} E_T(i)}{p_T(\text{trace})}$

où $E_T(i)$ est l'énergie transverse à l'intérieur de la route dans la couche i. A la différence de la pratique habituelle dans DØ, la fraction électromagnétique définie précédemment, EMF, ne comprend pas l'énergie dans la quatrième couche.

3.2 Application à l'étiquetage des saveurs lourdes

Dans cette partie, les performances de la méthode de la route pour l'étiquetage des jets de b et c de grande énergie par les électrons sont étudiées. Dans ce but, les lots d'événements simulés suivants sont utilisés :

- 2000 $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ avec au moins une désintégration *directe* $\mathrm{b} \to \mathrm{eX}$,
- 2000 $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ avec au moins une désintégration en *cascade* $\mathrm{b} \to \mathrm{c} \to \mathrm{eX}$,
- 2000 $\mathrm{Z} \to \mathrm{c\bar{c}}$ avec au moins une désintégration $\mathrm{c} \to \mathrm{eX}$, et
- 2000 collisions où deux quarks sont produits dos à dos. Dans toute la suite, on qualifiera ce type d'événements de "QCD". Ces réactions constituent l'écrasante majorité des événements au TeVatron. Dans l'échantillon simulé présent, on requiert que $\hat{p}_T$, c'est-à-dire l'impulsion transverse des partons produits, mesurée dans le référentiel du centre de masse des partons incidents soit supérieur à $40\,\mathrm{GeV}/c$.

Tous ces événements ont été produits avec le programme `Pythia`. La simulation du détecteur a été effectuée par la version `mcp05` des programmes `d0gstar` et `d0sim` en géométrie moyennée et avec en moyenne 2.5 événements empilés. La version du programme de reconstruction est `p10.13.00`. Enfin, la présélection des candidats par SEMReco sur la base de la correspondance avec les tours du calorimètre a été désactivée, afin de n'étudier que les performances de la route.

Seules les variables discriminantes définies précédemment ont été utilisées. A moins que le contraire ne soit mentionné explicitement, la valeur du paramètre *dismerge* est 0.125 et celle du rayon est de 3 cm.

3.2.1 Identification d'électrons dans les événements $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}} \to \mathrm{eX}$

3.2.1.1 Sélection des traces

Dans le lot considéré, 2095 électrons proviennent de désintégrations directes de quarks b. Seuls ceux dont l'impulsion transverse excède $2\,\mathrm{GeV}/c$ sont considérés (voir Fig. 3.18). Les traces générées sont extrapolées jusqu'au milieu de la troisième couche du calorimètre, où l'on définit η_{det} par rapport au centre du calorimètre ; la distribution de η_{det} est tracée sur la Fig 3.18. Dans la région centrale ($|\eta_{\mathrm{det}}| < 1$) 788 électrons directs sont retenus, et 540 dans les régions avant ($(1.4 < |\eta_{\mathrm{det}}| < 3.2$). Dans certains cas, dans la région centrale, on appliquera une coupure fiducielle pour s'affranchir des zones mortes (cracks) ; seuls les électrons tels que $0.014 < \varphi_{\mathrm{det}}[\pi/16] < \pi/16 - 0.014$ sont sélectionnés, où φ_{det} est, à l'instar de η_{det} calculé au milieu de la troisième couche. Cette coupure en φ_{det} garde 655 électrons centraux.

L'association entre trace générée et reconstruite est effectuée selon un critère angulaire détaillé dans les notes [47] et [49].

Les mêmes coupures portant sur p_T, η_{det} (et éventuellement φ_{det}) que pour les électrons générés sont appliquées aux traces reconstruites. Dans la région centrale, 658 (resp. 552) de ces traces sont reconstruites sans (resp. avec) la coupure en φ_{det}. Dans les régions avant, le nombre de traces reconstruites associées à des électrons générés est de 329. La corrélation entre les p_T reconstruit et généré est visible sur la Fig. 3.20.

Dans le lot de bruit de fond QCD, les mêmes coupures portant sur p_T, η_{det} et

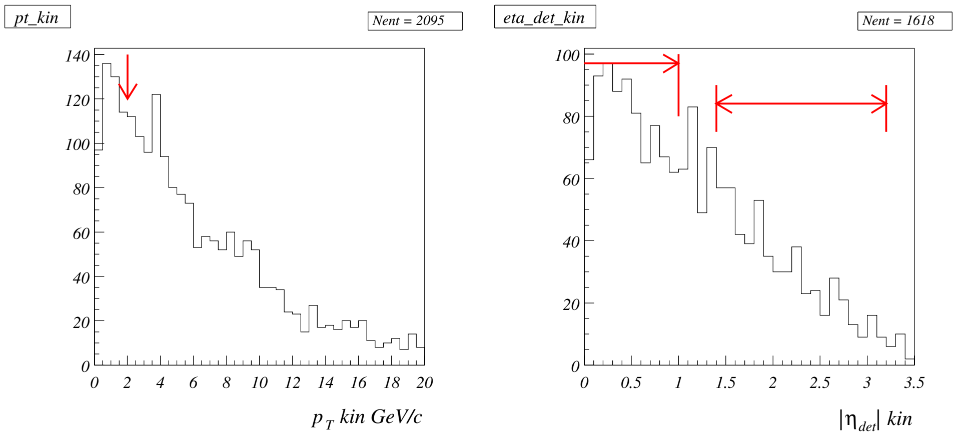


FIG. 3.18 – Distribution du p_T généré pour les électrons directs (à gauche), et de $|\eta_{\rm det}|$ pour les électrons directs avec $p_T > 2\,\text{GeV}/c$ (à droite).

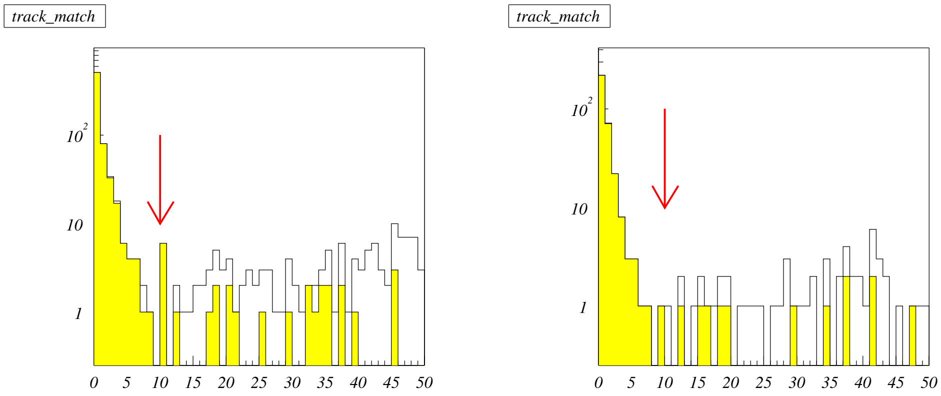


FIG. 3.19 – Distance angulaire Δr entre les électrons générés et leur trace reconstruite dans les régions centrale (à gauche) avant (à droite). La distance minimale est ombrée.

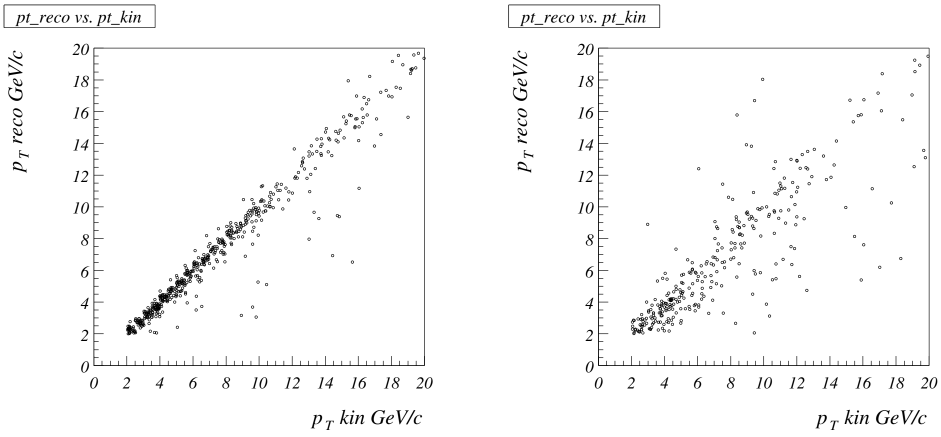


FIG. 3.20 – p_T reconstruit en fonction du p_T généré pour les électrons reconstruits dans la partie centrale (à gauche) et à l'avant (à droite).

$\varphi_{\rm det}$ sont appliquées aux traces reconstruites, sélectionnant 7865 (6705) traces dans la région centrale avec (ou sans) coupure en $\varphi_{\rm det}$, et 4710 traces à l'avant. Les mêmes critères d'association que précédemment sont appliqués pour identifier et rejeter les traces d'électrons provenant de la désintégration de hadrons beaux ou charmés. Le nombre de traces ainsi sélectionnées est 7848 (6691) dans le calorimètre central et 4705 à l'avant.

Dans la suite, la coupure fiducielle en $\varphi_{\rm det}$ est appliquée pour l'élaboration des critères d'identification basés sur les estimateurs standard de la route. Cependant, elle sera enlevée lorsqu'il s'agira de déterminer les performances globales de ces critères et dans tous les paragraphes qui suivront, sauf si le contraire est explicitement mentionné.

3.2.1.2 Critères d'identification

Les histogrammes des quantités EMF et E/p pour la région centrale sont représentés sur la Fig 3.21 pour les électrons directs de signal et pour le bruit de fond QCD. Les distributions correspondantes pour les régions avant sont montrées sur la Fig. 3.22. Comme prévu, la fraction électromagnétique EMF est proche de l'unité pour les électrons de signal. Excepté un petit pic à $EMF = 1$ dû aux hadrons de basse énergie, la distribution de EMF pour le bruit de fond est bien plus plate et s'étend jusqu'à des valeurs bien plus basses. La distribution de E/p montre que 82% (77%) de l'énergie de la gerbe est contenue à l'intérieur des trois premières couches de la route, avec une résolution de 20% (35%) dans la région centrale (avant). Le fait que la distribution de E/p est plus large à l'avant s'explique principalement par la dégradation de la résolution sur l'énergie de la trace. A l'inverse, la distribution de E/p pour le bruit de fond est piquée sur les faibles valeurs.

Les nuages de points de E/p en fonction de EMF sont représentés sur la Fig. 3.23 pour le signal et pour le bruit de fond dans la région centrale. Les distributions correspondantes pour les régions avant sont visibles sur la Fig. 3.24. Les rectangles repré-

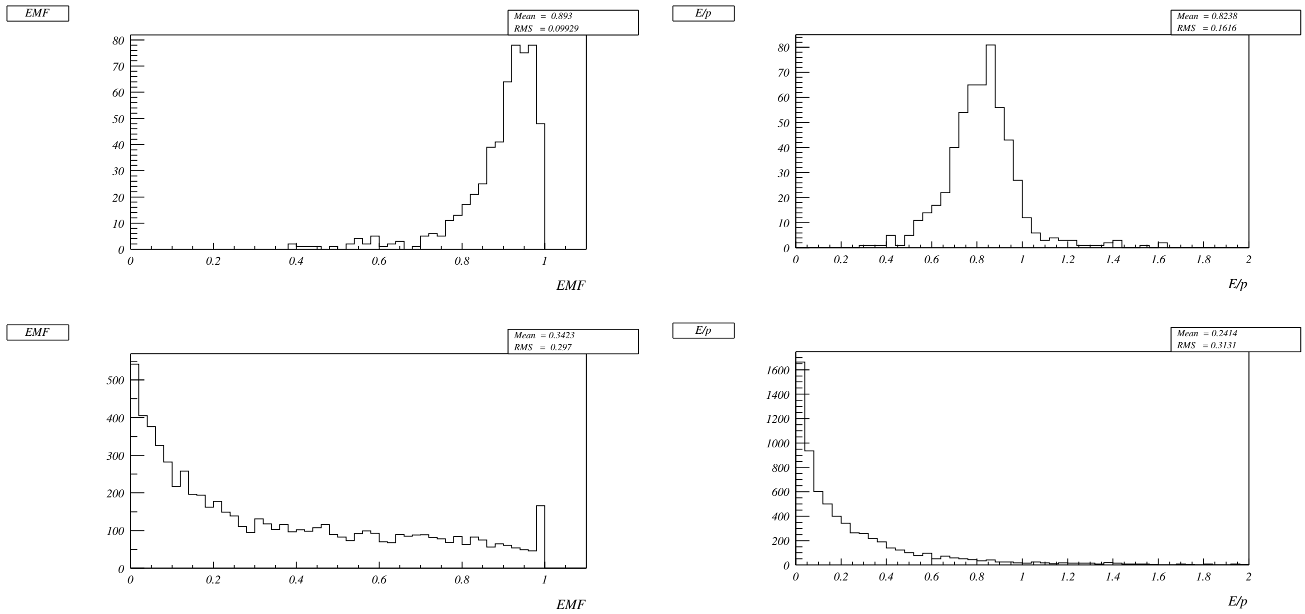


FIG. 3.21 – Distributions de la fraction électromagnétique EMF (à gauche) et de E/p (à droite) pour les électrons de signal (en haut) ainsi que pour les événements QCD (en bas) dans la région centrale.

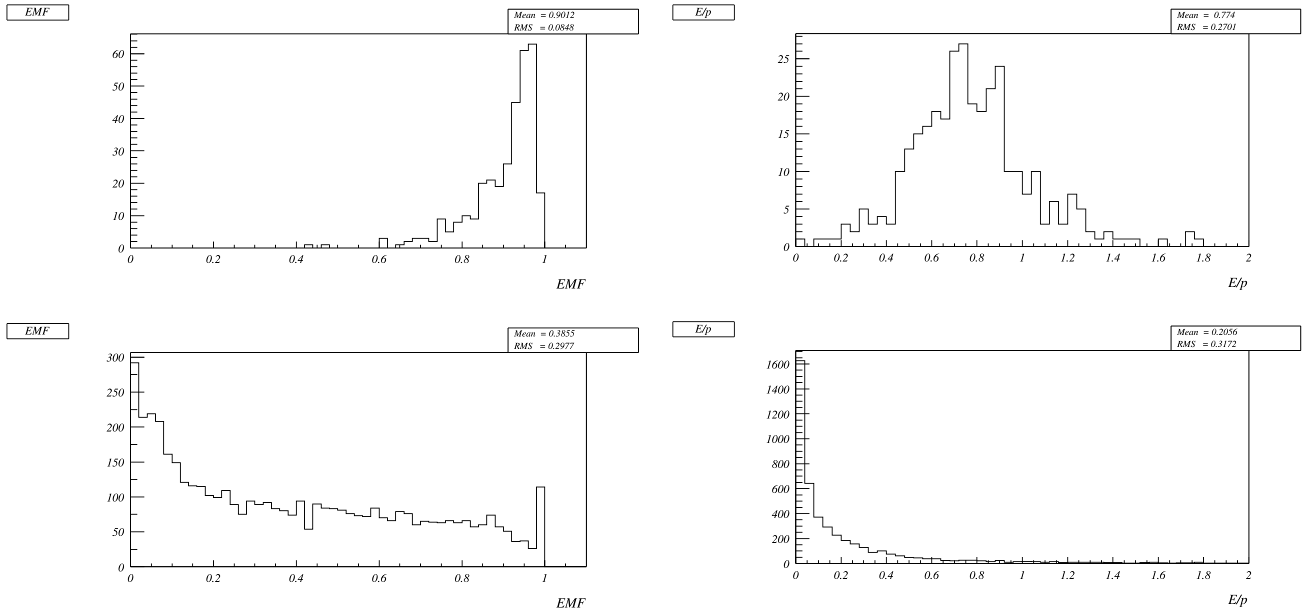


FIG. 3.22 – Distributions de la fraction électromagnétique EMF (à gauche) et de E/p (à droite) pour les électrons de signal (en haut) et les événements QCD (en bas) dans les calorimètres avant.

sentent les coupures optimisées pour que le taux de traces identifiées à tort comme des électrons soit de 1%.

- $(EMF > 0.81)$.ET.$(0.68 < E/p < 1.07)$ dans la région centrale,
- $(EMF > 0.88)$.ET.$(0.48 < E/p < 1.20)$ dans les régions avant.

Ces coupures, appelées *coupures standard d'identification* sélectionnent 390 et 196 électrons dans les régions centrale et avant respectivement. Les efficacités correspondantes sont

- 71% dans la région centrale,
- 60% dans les régions avant.

Le spectre de l'impulsion transverse des électrons générés avant et après les coupures standard d'identification est montré sur la Fig. 3.25. La procédure d'optimisation est décrite dans la note [49].

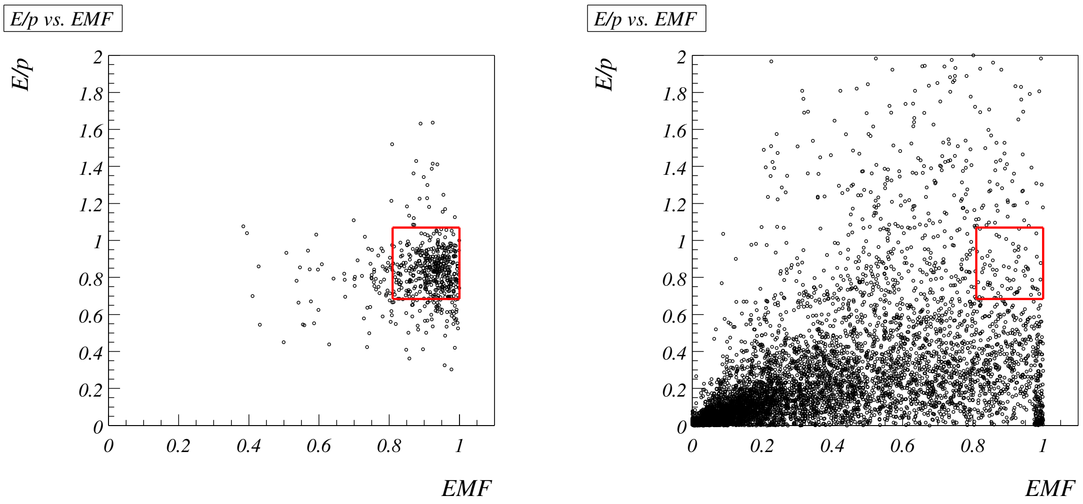


FIG. 3.23 – E/p en fonction de EMF pour le signal (à gauche) et pour le bruit de fond (à droite) dans la région centrale.

Comme les traces d'électrons provenant des désintégrations de saveurs lourdes ont été retirées du lot QCD, les candidats électrons mal identifiés dans ce lot sont largement des hadrons identifiés à tort comme des électrons, la proportion d'électrons réels étant d'environ 5%.

Ces résultats ont été obtenus pour des routes construites avec $dismerge = 0.125$ et $R = 3\,\mathrm{cm}$. Les performances pour d'autres valeurs de ces paramètres après réoptimisation des coupures d'identification, sont données dans la Table 3.1. On constate que les valeurs choisies sont proches des valeurs optimales pour le signal considéré ici.

Comme il l'a été signalé, l'algorithme EC peut également être appliqué dans le CC. Les résultats obtenus de cette façon après réoptimisation des coupures sont donnés dans la Table 3.2.1.2. Comme on pouvait s'y attendre, les performances sont réduites, mais demeurent raisonnables. Pour $R = 2.5\,\mathrm{cm}$, elles sont similaires à celles obtenues pour $dismerge = 0$, ce qui peut s'expliquer, car dans ce cas, la largeur de la route EC est semblable à la taille d'une cellule dans la troisième couche du CC.

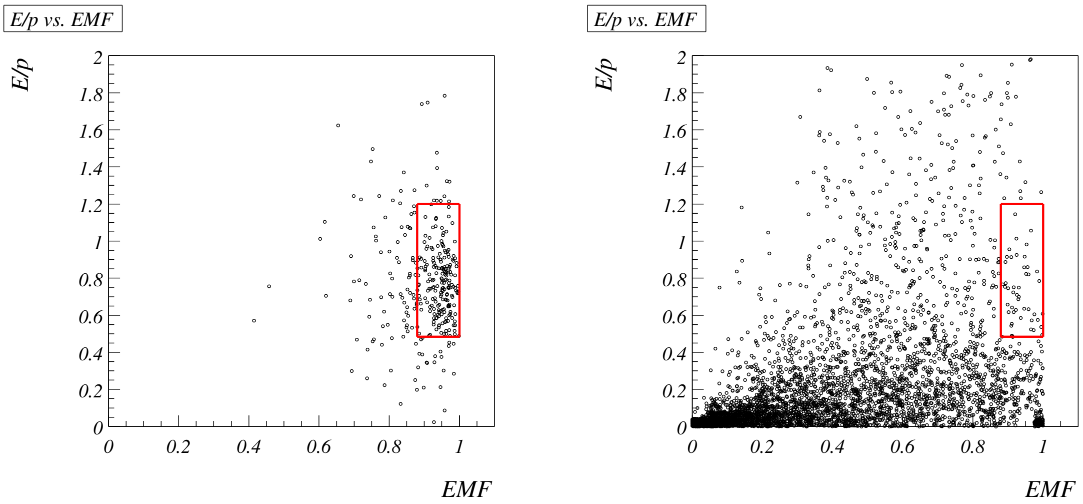


FIG. 3.24 – E/p en fonction de EMF pour le signal (à gauche) et pour le bruit de fond (à droite) dans les régions avant.

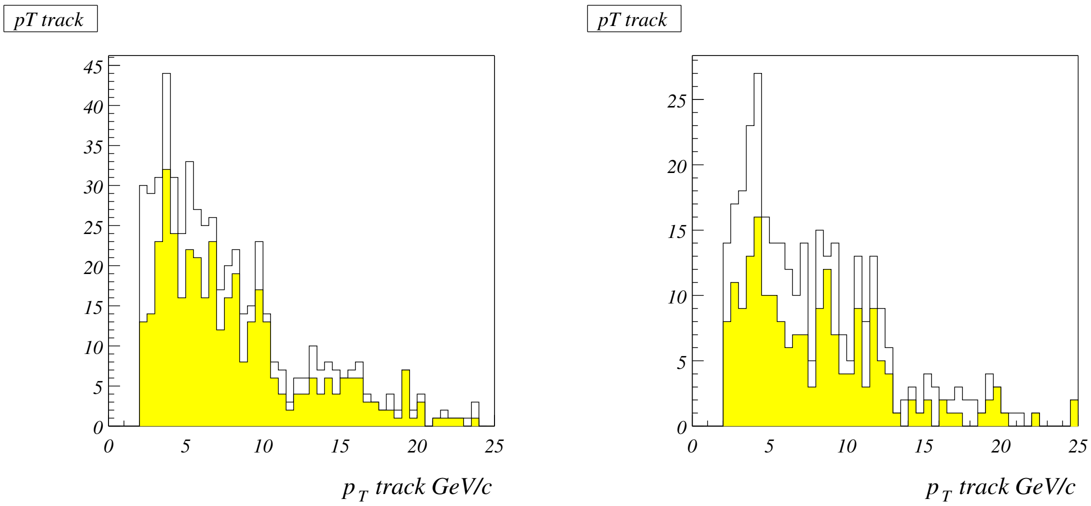


FIG. 3.25 – Spectre de l'impulsion transverse des électrons générés avant et après (coloré) les coupures standard d'identification pour la région centrale (à gauche) et pour les régions avant (à droite).

TAB. 3.1 – Efficacités d'identification pour diverses valeurs du paramètre *dismerge* et du rayon de la route.

	CC : *dismerge*			EC : rayon(cm)		
valeur du paramètre	0	0.125	0.25	2.5	3	4
efficacité pour un 1% de mauvaise identification	65%	71%	69%	57%	60%	55%

TAB. 3.2 – Efficacité d'identification pour divers rayons, lorsque l'algorithme EC est appliqué dans le calorimètre central.

valeur du rayon (cm)	2.5	3.	4.
efficacité pour 1% de mauvaise identification	65%	66%	62%

3.2.1.3 Performance globale des critères d'identification

Jusqu'à présent, des coupures fiducielles ont été appliquées pour l'optimisation des coupures standard d'identification des électrons afin de séparer les différences intrinsèques entre les gerbes des électrons et des hadrons des effets provenant du détecteur tels que ceux rencontrés dans la région inter-cryostats ou près des zones mortes. En appliquant les coupures standard d'identification obtenues précédemment pour un taux de mauvaise identification de 1%, les variations de l'efficacité et du taux de mauvaise identification en fonction de φ_{det} sont représentées sur la Fig. 3.26 pour la région centrale, toujours pour un $p_T > 2\,\text{GeV}/c$; les performances décroissent à l'approche des zones mortes, mais demeurent appréciables.

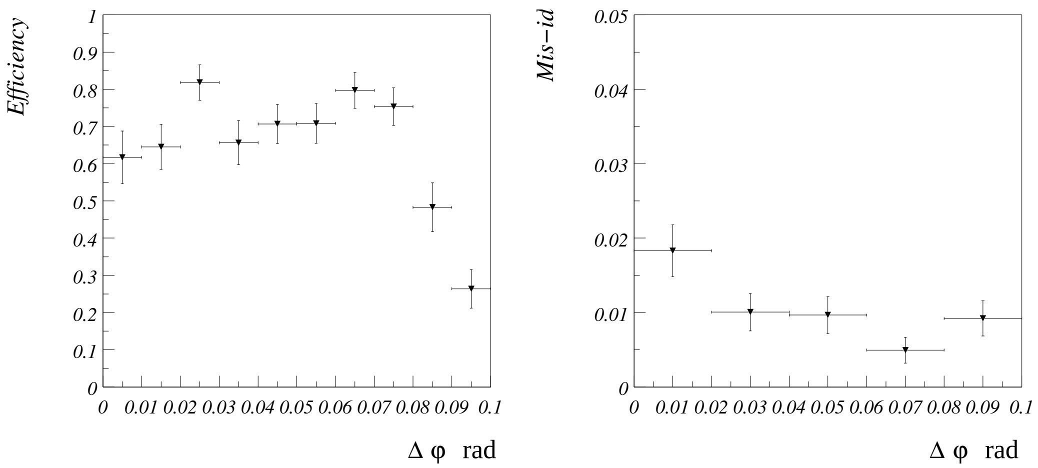


FIG. 3.26 – Efficacité d'identification (à gauche) et taux de mauvaise identification (à droite) dans la région centrale en fonction de $\Delta\varphi = |\varphi_{\text{det}}[\pi/16] - \pi/32|$, pour $p_T > 2\,\text{GeV}/c$. La zone morte se trouve en $\Delta\varphi = 0.1$.

Les performances des coupures standard d'identification en fonction de p_T sont représentées sur la Fig. 3.27 à la fois en terme d'efficacité et en taux de mauvaise identification. Le p_T généré est utilisé pour le signal, et la quantité reconstruite pour le bruit de fond. On se souvient que pour le signal, il y a une bonne corrélation entre le p_T généré et reconstruit. Dans la région centrale, l'efficacité augmente avec le p_T ; ce comportement ne se retrouve pas dans les régions avant, car pour une même énergie transverse que dans le calorimètre central, l'énergie des électrons à l'avant est bien plus importante, et c'est l'énergie des électrons qui conditionne le développement de la gerbe électromagnétique. Les distributions du taux de mauvaise identification ne présentent pas de particularités.

La dépendance de l'efficacité et du taux de mauvaise identification avec η_{det} pour $p_T > 2\,\text{GeV}/c$ est montrée sur la Fig. 3.28. Comme on pouvait s'y attendre, l'efficacité diminue et le taux de mauvaise identification augmente dans la région inter-cryostats. L'efficacité s'effondre pour $1.2 < |\eta_{\text{det}}| < 1.4$, où la couverture par le calorimètre électromagnétique s'interrompt.

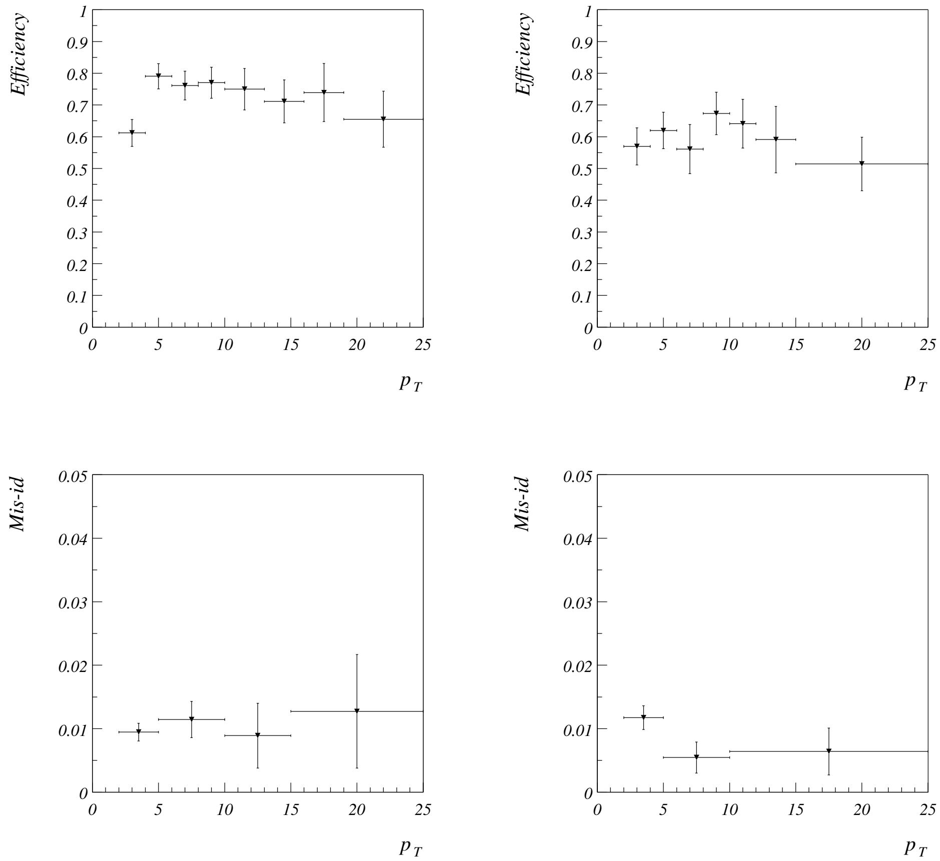


FIG. 3.27 – Efficacité d'identification (en haut) et taux de mauvaise identification (en bas) dans le calorimètre central (à gauche) et à l'avant (à droite) en fonction de p_T. Les entrées hors-cadres sont incluses dans la dernière boîte.

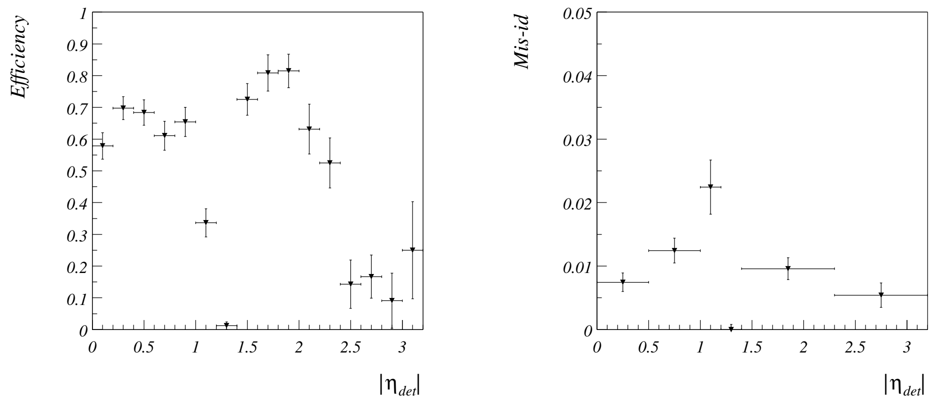


FIG. 3.28 – Efficacité d'identification (à gauche) et taux de mauvaise identification (en bas), en fonction de $|\eta_{\mathrm{det}}|$ pour $p_T > 2\,\mathrm{GeV}/c$

.

L'optimisation des coupures standard d'identification a été effectuée pour un taux de mauvaise identification arbitraire de 1%. Lorsque l'on fait varier ce taux, la même procédure d'optimisation conduit à une courbe d'efficacité-pureté représentée sur la Fig. 3.29.

3.2.1.4 Coupures cinématiques

Parmi les candidats électrons sélectionnés par les coupures d'identification standard, ceux issus des désintégrations directes de hadrons beaux présentent des caractéristiques cinématiques : ils ont tendance à porter une fraction importante de l'énergie du jet, et ils sont émis avec une impulsion transverse par rapport au hadron b parent assez importante. Pour tirer parti de ces caractéristiques, il faut tout d'abord associer le candidat électron au jet hadronique dont il est issu. La distribution de la distance angulaire $\Delta R_{(\mathrm{e-jet})}$ entre le candidat électron et tous les jets de l'événement est représentée sur la Fig 3.30, ainsi que la distance $\Delta R_{(\mathrm{e-jet,min})}$ entre le candidat électron et le jet le plus proche. L'algorithme utilisé ici est un algorithme de cône de rayon $R = 0.7$. Le candidat électron est associé avec le jet le plus proche si $\Delta R_{(\mathrm{e-jet,min})} < 1$, ce qui sélectionne 635 et 309 électrons dans les régions centrale et avant parmi les 658 et 329 électrons reconstruits.

La fraction de l'énergie du jet portée par l'électron est évaluée comme $x_E = p_T/E_T$, où p_T est l'impulsion transverse de la trace et E_T l'énergie transverse du jet. L'impulsion transverse de l'électron par rapport à l'axe du jet vaut au premier ordre $p_t = p_T \times \Delta R_{(\mathrm{e-jet,min})}$. La distribution à deux dimensions de x_E et p_t est représentée sur la Fig 3.31 pour les 413 électrons sélectionnés par les coupures standard d'identification dans la région centrale. Parmi ces électrons, les coupures

$$(x_E > 0.35).\mathrm{OU}.(p_t > 0.75\,\mathrm{GeV}/c)$$

en sélectionnent 378. Dans le lot de bruit de fond, le nombre de traces mal identifiées

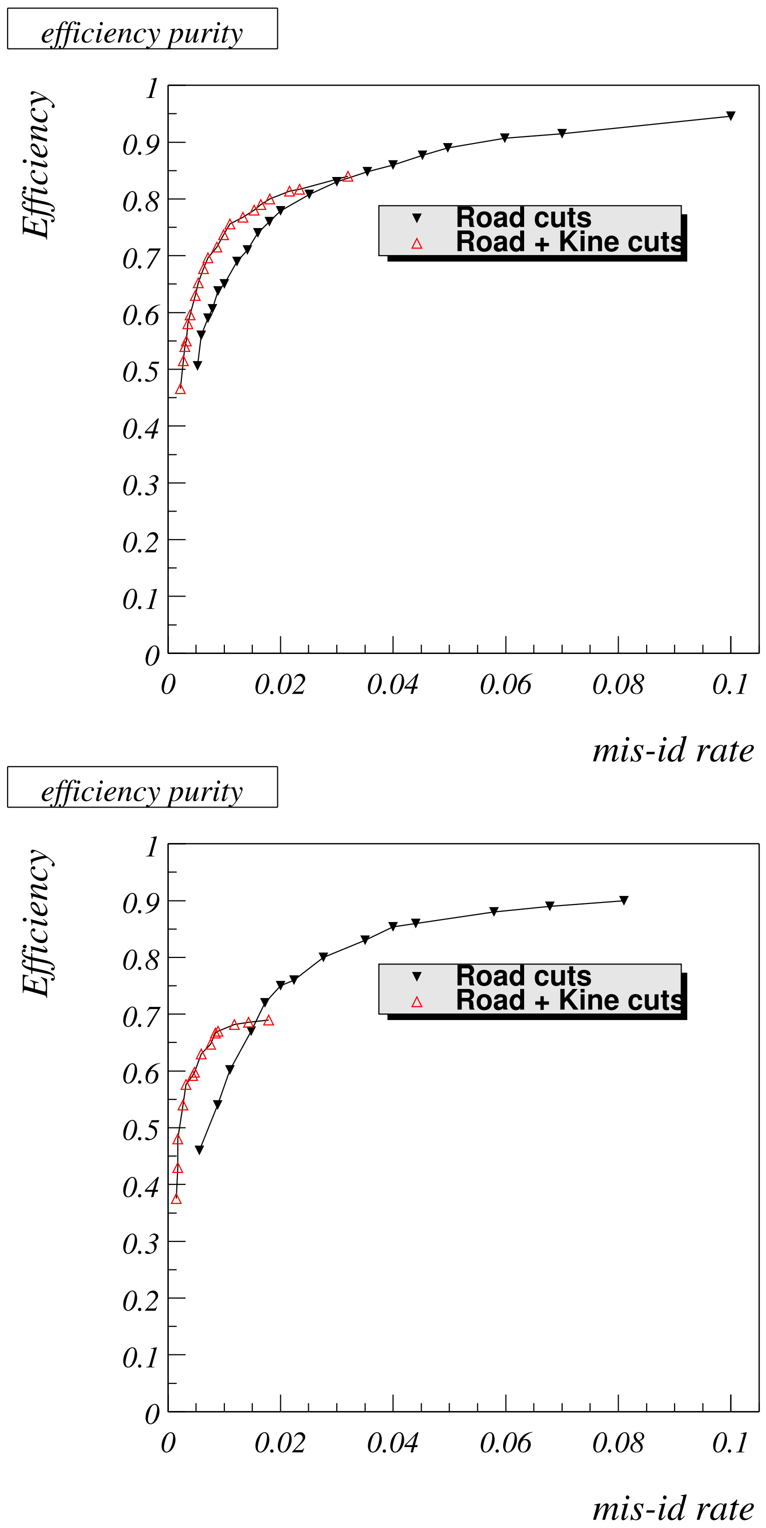


FIG. 3.29 – Efficacité en fonction de la pureté dans les régions centrale (en haut) et avant (en bas) avant et après coupures cinématiques.

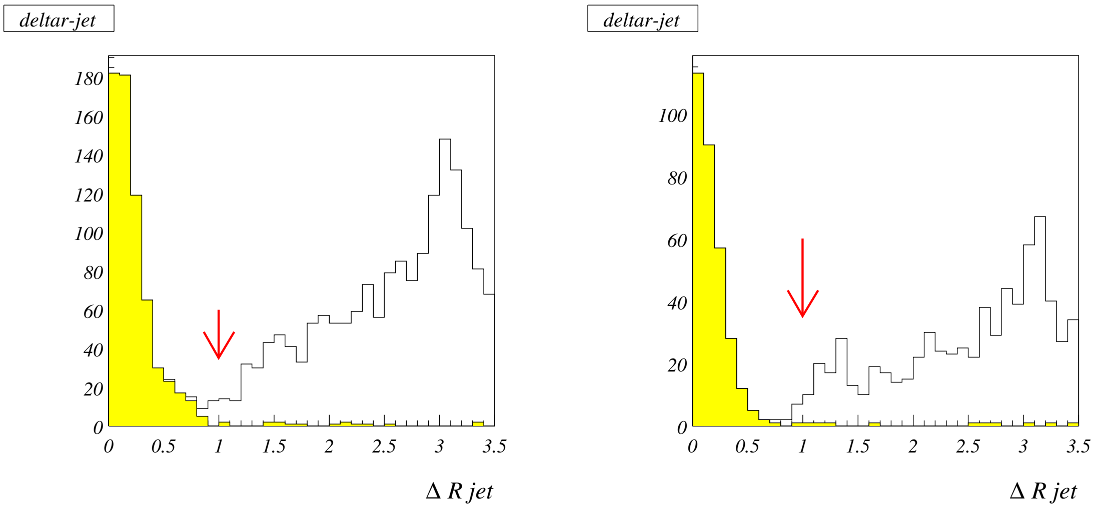


FIG. 3.30 – Distance angulaire $\Delta R_{(\mathrm{e-jet})}$ entre le candidat électron et tous les jets de l'événement ainsi que la distance $\Delta R_{(\mathrm{e-jet,min})}$ au jet le plus proche (coloré), dans les régions centrale (à gauche) et avant (à droite).

passe de 78 à 30 ; ainsi l'efficacité est de 69% et le taux de mauvaise identification est de 0.4%. Dans les régions avant (Fig. 3.32) les mêmes coupures sélectionnent 148 électrons parmi les 185, et le nombre de traces mal identifiées passe de 46 à 9 ; l'efficacité est de 48%, et le taux de mauvaise identification de 0.2%. Le spectre de l'impulsion transverse générée, p_T, avant et après coupures cinématiques est représenté sur la Fig 3.33.

Un résumé des performances des coupures d'identification standard et cinématiques est donné dans la Table 3.3 pour le lot d'électrons directs et dans la Table 3.4 pour le lot de bruit de fond QCD. L'efficacité intrinsèque de la méthode de la route peut être mesurée par la fraction d'électrons, produits par une désintégration directe $\mathrm{b} \to \mathrm{eX}$ dans les événements $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$, sélectionnés. En normalisant par rapport aux traces reconstruites de $p_T > 2\,\mathrm{GeV}/c$ dans l'acceptance géométrique $|\eta_{\mathrm{det}}| < 1$ ou $1.4 < |\eta_{\mathrm{det}}| < 3.2$ et pour une distance au jet le plus proche $\Delta R < 1$, cette efficacité est de 56% pour un taux de mauvaise identification de hadron de 0.3%. Par rapport au nombre total de désintégrations directes $\mathrm{b} \to \mathrm{eX}$, l'efficacité correspondante est 25%, avec 1% de probabilité d'étiqueter un jet générique.

L'effet des coupures cinématiques sur la courbe d'efficacité-pureté est montré sur la Fig 3.29. Il peut être constaté qu'il est préférable d'appliquer ces coupures dans le cas où une grande pureté est requise. A l'inverse, pour des taux de mauvaise identification supérieurs à quelques pourcent, il vaut mieux n'appliquer que les coupures d'identification.

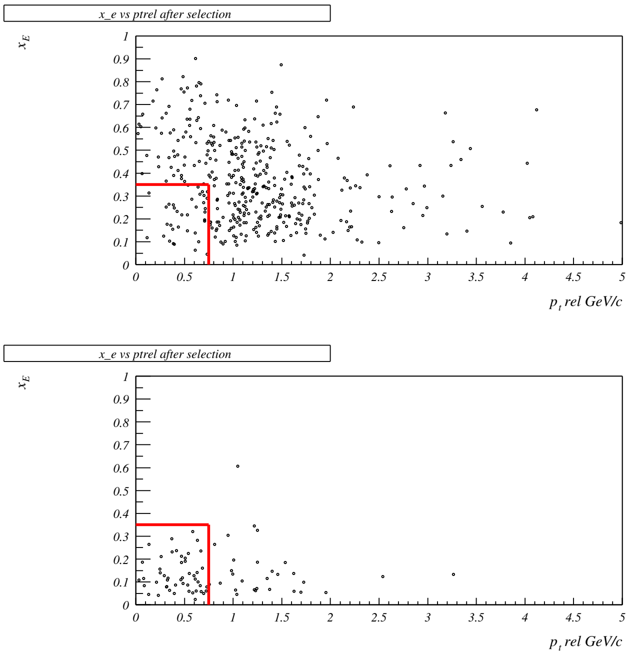


FIG. 3.31 – Distribution de x_E en fonction de p_t pour les électrons directs (en haut) et pour les électrons mal identifiés dans le lot QCD (en bas), dans la région centrale.

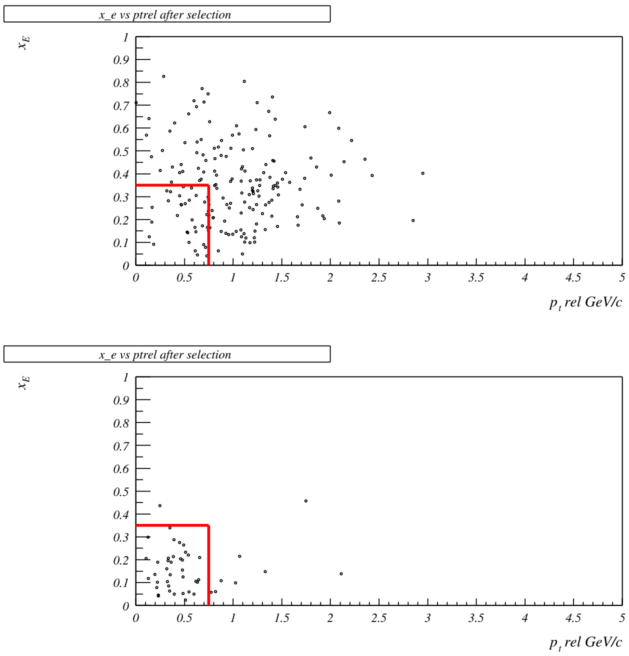


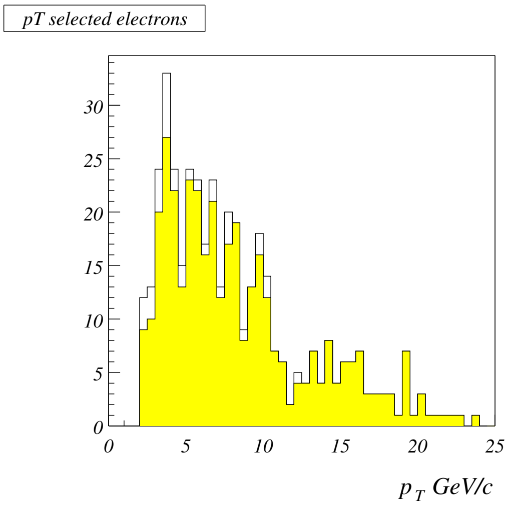
FIG. 3.32 – Distribution de x_E en fonction de p_t pour les électrons directs (en haut) et pour les électrons mal identifiés dans le lot QCD (en bas), dans les régions avant.

TAB. 3.3 – Résumé de la sélection des électrons directs dans le lot $Z \to b\bar{b} \to eX$. Les efficacités d'identification avant et après les coupures d'identification sont calculées par rapport au nombre de traces d'électrons associées à un jet.

Nombre d'électrons	CC	EC
générés	2095	
dans l'acceptance en η avec $p_T > 2\,\mathrm{GeV}/c$	788	540
associés à une trace reconstruite	658	329
associés à un jet	635	309
identifiés	413 (65%)	185 (60%)
après coupures cinématiques	378 (60%)	148 (48%)

TAB. 3.4 – Résumé de la sélection de candidats électrons mal identifiés dans le lot QCD. Les électrons issus des désintégrations de saveurs lourdes ont été retirés. Les taux de mauvaise identification avant et après les coupures cinématiques sont calculés par rapport au nombre de traces associées à un jet.

Nombre de traces	CC	EC
dans l'acceptance en η avec $p_T > 2\,\mathrm{GeV}/c$	7848	4705
associées à un jet	7571	4058
identifiées	78 (1.0%)	46 (1.1%)
après coupures cinématiques	30 (0.4%)	9 (0.2%)



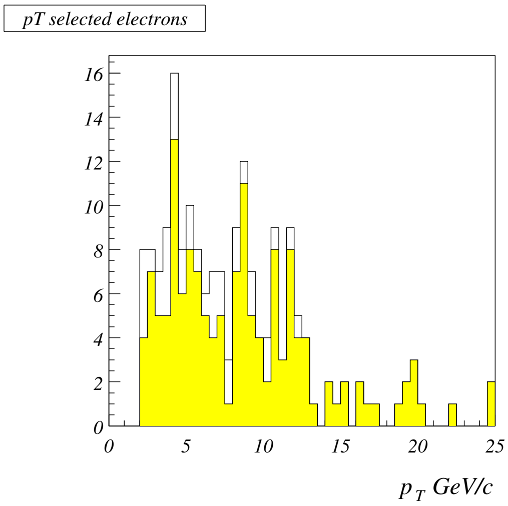


FIG. 3.33 – Dans les régions centrale (à gauche) et avant (à droite), distributions du p_T des électrons avant et après (coloré) les coupures cinématiques.

3.2.2 Etiquetage de quarks b avec les électrons.

Parmi les 2095 électrons directs issus des désintégrations de hadrons b dans les événements $Z \to b\bar{b}$, 598 sont sélectionnés par les coupures standard d'identification, dont 526 passent les coupures cinématiques suggérées. En tenant compte du rapport d'embranchement de 10.6% de $b \to e$ [48], l'efficacité d'étiquetage d'un quark b par un électron direct est 3.0% (2.7%) avant (après) les coupures cinématiques. A ces efficacités, il faut ajouter la contribution des électrons produits par les désintégrations en cascades de hadrons b.

3.2.2.1 Contribution des désintégrations en cascade.

Le spectre du p_T des électrons de cascade générés ainsi que leur distribution en η_{det} pour $p_T > 2\,\mathrm{GeV}/c$ sont visibles sur la Fig. 3.34. Comme prévu, le spectre en p_T des électrons de cascade est moins dur que celui des électrons directs.

Les électrons de cascade sont sélectionnés de la même façon que les électrons directs et les différentes étapes de la sélection sont données dans la Table 3.5. En particulier, l'effet des coupures d'identification est visible sur la Fig. 3.35. L'identification des électrons est moins efficace que pour les électrons directs car les électrons de cascade sont émis plus près du coeur du jet, c'est-à-dire avec une impulsion transverse par rapport à l'axe du jet plus faible. L'effet est gravement accentué lorsque les coupures cinématiques sont appliquées, comme on peut le constater sur la Fig. 3.36.

Dans le lot de 2150 électrons de cascade, 212 et 81 électrons sont sélectionnés avant et après les coupures cinématiques. Etant donné le rapport d'embranchement de 8.0% de $b \to c \to e$ [48], les efficacités correspondantes d'étiquetage de quarks par des électrons de cascade sont de 0.8% et 0.3%.

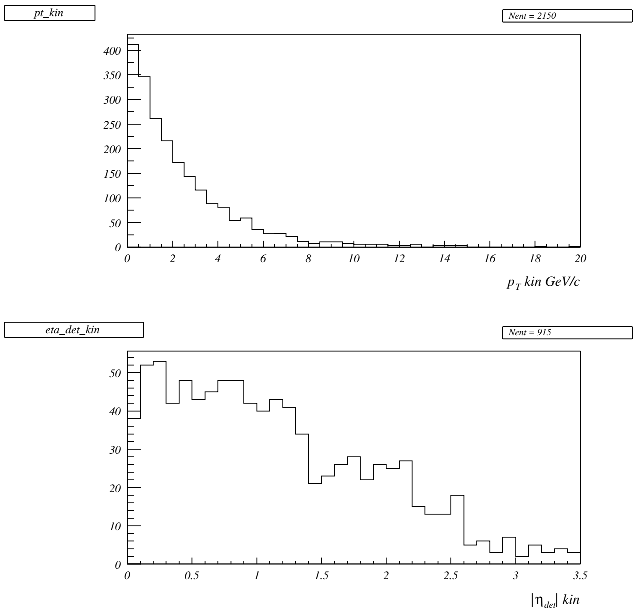


FIG. 3.34 – Distribution du p_T généré des électrons de cascade (en haut), et de $|\eta_{\rm det}|$ pour les électrons de cascade tels que $p_T > 2\,{\rm GeV}/c$ (en bas).

TAB. 3.5 – Différentes étapes de la sélection des électrons de cascade, dans le lot $Z \to b\bar{b} \to c \to eX$. Les efficacités d'identification avec ou sans les coupures cinématiques sont calculées par rapport au nombre de traces d'électrons associées à un jet.

Nombre d'électrons	CC	EC
générés	2150	
dans l'acceptance en η avec $p_T > 2\,{\rm GeV}/c$	459	285
associés à une trace reconstruite	333	140
associés à un jet	324	136
identifiés	141 (44%)	71 (52%)
après coupures cinématiques	60 (19%)	21 (15%)

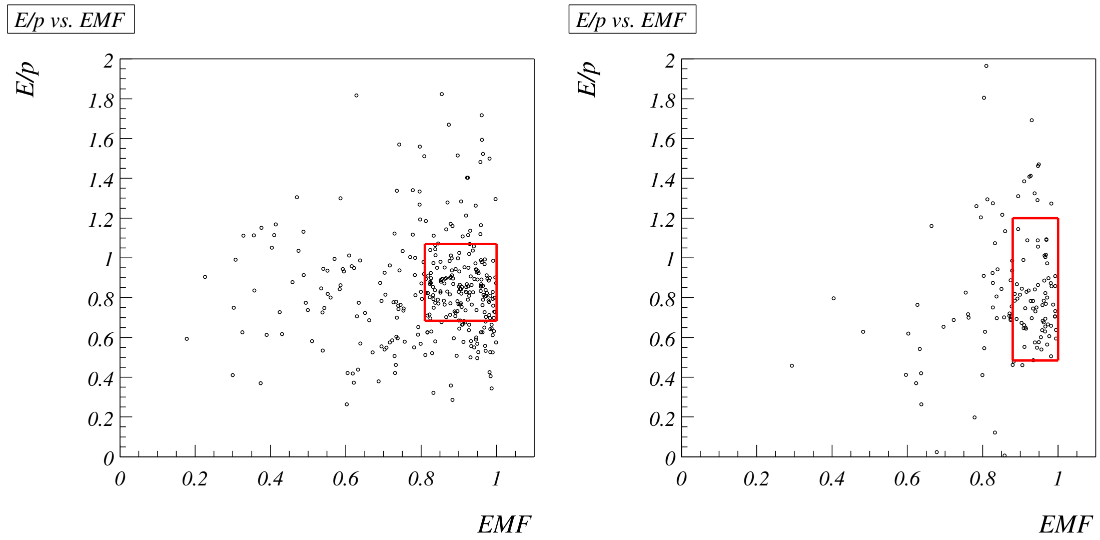


FIG. 3.35 – E/p en fonction de la fraction électromagnétique EMF pour les électrons de cascade dans les régions centrale (à gauche) et avant (à droite).

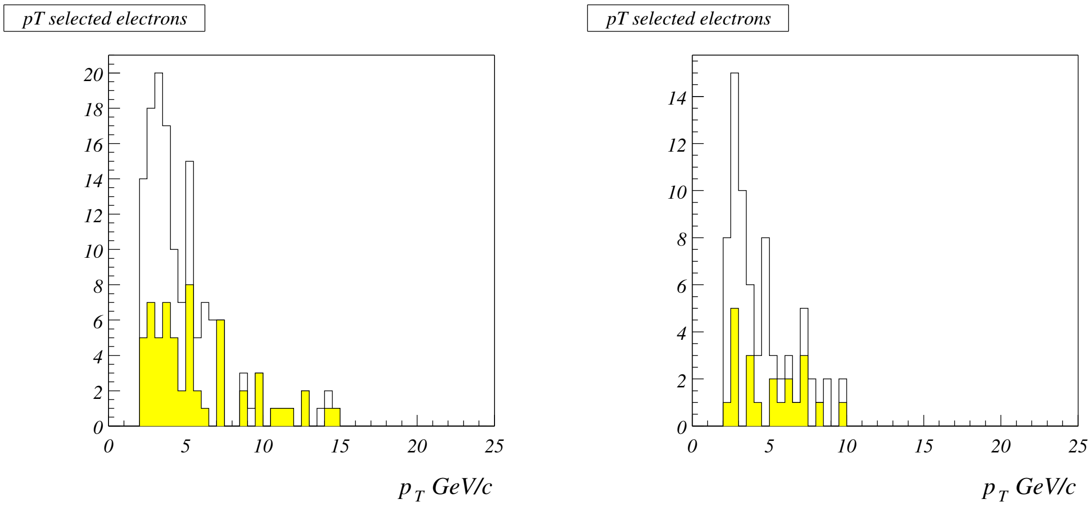


FIG. 3.36 – Dans les régions centrale (à gauche) et avant (à droite), distribution du p_T généré des électrons de cascade avant et après (coloré) les coupures cinématiques.

3.2.2.2 Performance globale d'étiquetage de b

Avec les coupures d'identification standard 124 (39) traces sont identifiées à tort comme des électrons avant (après) les coupures cinématiques dans le lot de 2000 événements QCD générés avec $\hat{p}_T > 40\,\mathrm{GeV}/c$, où les traces d'électrons issus des désintégrations de saveurs lourdes ont été ôtées. En faisant l'hypothèse simplificatrice que dans chaque événement, deux jets de haut p_T proviennent de la collision dure, les taux de mauvais étiquetage sont de 3.1% et 1% avant et après les coupures cinématiques, respectivement. Si un taux de mauvaise identification au niveau du pourcent est requis, les coupures cinématiques doivent être appliquées. Sous ces conditions, on obtient les probabilités suivantes pour les jets de haut p_T :
- 25.1% d'étiqueter une désintégration $\mathrm{b} \to \mathrm{e}$,
- 2.7% d'étiqueter un quark b par un électron direct,
- 3.8% d'étiqueter une désintégration $\mathrm{b} \to \mathrm{c} \to \mathrm{e}$,
- 0.3% d'étiqueter un quark b par un électron de cascade,
- 1.0% d'étiqueter un quark quelconque par une mauvaise idenfication
- 4.0% d'étiqueter un quark b par un électron direct, de cascade ou par une mauvaise identification.

3.2.3 Identification d'électrons dans les désintégrations $\mathrm{Z} \to \mathrm{c}\bar{\mathrm{c}} \to \mathrm{eX}$

L'utilisation de la route pour l'identification des électrons issus des désintégrations de quarks c est étudiée dans la note [49]. Les performances sont dégradées par rapport aux électrons directs de b car l'impulsion transverse moyenne des électrons de c est plus faible que celle des électrons directs de b. De plus, ces électrons sont émis avec une impulsion transverse par rapport à l'axe du jet plus faible que les électrons directs de b, ils sont par conséquent moins isolés. De ce fait, l'utilisation de la route la plus fine permet d'améliorer les performances. De 44% d'efficacité avec les coupures standard d'identification, on obtient , avec des coupures optimisées pour la route la plus fine, 46% d'efficacité pour un taux de mauvaise identification de 1%. En appliquant des coupures cinématiques optimisées pour ce signal, une efficacité de 40% et un taux de mauvaise identification de 0.5% sont obtenus.

3.3 Conclusion

Un algorithme pour l'identification des électrons dans les jets a été conçu et intégré au programme de reconstruction de DØ. Chaque trace reconstruite est extrapolée dans le calorimètre et la liste des cellules situées dans la route, constituée des cellules dans un volume restreint autour de l'extrapolation, est déterminée. On construit des variables discriminantes à partir des dépôts d'énergie à l'intérieur de la route dans les différentes couches et de l'impulsion transverse de la trace. Du fait des géométries très différentes dans le CC et dans les EC, deux algorithmes légèrement distincts ont été conçus et les deux sont utilisés conjointement dans la région inter-cryostats.

En moyenne, 90% de l'énergie déposée par les électrons dans le calorimètre central est contenue dans les trois premières couches, et 90% de celle-ci est contenue dans la route, qui typiquement, compte une ou deux cellules dans les deux premières couches et deux ou quatre dans la troisième où la granularité est quadruple. Du fait de la structure du calorimètre, le nombre typique de cellules dans la route dans les calorimètres avant est plus élevé. Des estimateurs standard pour l'identification des électrons sont proposés : EMF, la fraction de l'énergie dans la route contenue dans les trois premières couches ; et E/p le rapport de l'énergie contenue dans les trois premières couches à l'énergie de la trace mesurée par le détecteur interne.

L'étude des critères d'identification a été menée avec des électrons issus de désintégrations de saveurs lourdes dans des jets de haut p_T, des lots d'événements de $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ et $\mathrm{Z} \to \mathrm{c\bar{c}}$ ont été analysés, en parallèle avec des lots de bruit de fond QCD générés avec un $\hat{p}_T$ dans la collision dure supérieur à $40\,\mathrm{GeV}/c$. Une procédure d'optimisation, dépendant du niveau de bruit de fond et de l'efficacité souhaités pour différents signaux de physique a été développée. En plus de critères d'identification, des coupures cinématiques ont aussi été étudiées. Elles utilisent la fraction de l'énergie du jet portée par l'électron et l'impulsion transverse de ce dernier par rapport à l'axe du jet.

Les électrons produits par une désintégration directe $\mathrm{b} \to \mathrm{eX}$ dans les événements $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\bar{b}}$ sont sélectionnés avec une efficacité de 56% pour un taux de mauvaise identification de hadron de 0.3%. La normalisation est effectuée par rapport aux traces reconstruites de $p_T > 2\,\mathrm{GeV}/c$ dans l'acceptance géométrique $|\eta_{\mathrm{det}}| < 1$ ou $1.4 < |\eta_{\mathrm{det}}| < 3.2$ et pour une distance au jet le plus proche $\Delta R < 1$. L'efficacité d'étiquetage d'une désintégration directe $\mathrm{b} \to \mathrm{eX}$ correspondante est 25%, avec 1% de probabilité d'étiqueter un jet générique. L'espoir d'une amélioration de l'efficacité repose essentiellement sur l'amélioration de l'efficacité de reconstruction de traces, qui est actuellement d'environ 75% dans le domaine angulaire considéré.

Pour appliquer la méthode de la route aux premières données enregistrées, il a fallu attendre que le détecteur de traces soit suffisamment instrumenté, et que les algorithmes de reconstruction soient adaptés. Il a également été nécessaire de comprendre la mesure de l'énergie donnée par le calorimètre et l'alignement de ce dernier avec le détecteur de traces. L'étude de la méthode de la route dans les données fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Identification d'électrons et étiquetage de quarks beaux dans les données grâce à la méthode de la route.

4.1 Introduction.

La méthode de la route, qui permet d'identifier des électrons dans les jets, a été décrite lors du chapitre précédent ainsi que dans la référence [49]. Ce chapitre résume son utilisation sur des données réelles recueillies au cours du premier semestre de l'année 2002 [50]. Un signal de $J/\psi \to e^+e^-$ a permis de déterminer l'efficacité d'identification des électrons tandis qu'un signal de $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ a permis une mesure du taux de mauvaise identification. De plus, un lot enrichi en jets de b, obtenu en sélectionnant les événements présentant un muon de grand p_T dans un jet, a permis d'étudier les performances de la méthode de la route en matière d'étiquetage de quarks beaux.

4.2 Sélection des données utilisées.

Le lot utilisé compte environ 48 millions d'événements collectés du mois de février au mois de mai 2002. Ils ont été reconstruits avec les versions p10.15.00, p10.15.01 et p10.15.02 de `D0RECO`. Les différences qui peuvent exister entre ces trois versions sont sans importance pour l'étude menée ici.

Les trois lots d'événements simulés suivants ont été utilisés :

- 9074 J/ψ directs, c'est-à-dire non issus d'une désintégration de hadron beau, satisfaisant les conditions $p_T > 10\,\mathrm{GeV}/c$ et $|\eta| < 1.5$.
- 1000 événements QCD $b\bar{b}$ produits avec un $\hat{p}_T$ du processus dur de plus de $20\,\mathrm{GeV}/c$.
- un lot d'événements QCD standard ayant également $\hat{p}_T > 20\,\mathrm{GeV}/c$. Seuls les événements contenant au moins une trace de $p_T > 1.5\,\mathrm{GeV}/c$ associée à un pion provenant de la désintégration d'un K^0_S ont été gardés. 929 événements ont été choisis de cette manière.

L'ensemble de ces événements Monte Carlo a été produit à l'aide de `PYTHIA`, simulés avec `mcp10` en prenant une description précise de la structure du calorimètre et reconstruits à l'aide de la version p10.15.01 du programme de reconstruction. D'autre part, pour le lot de J/ψ comme pour le lot de $b\bar{b}$, 0.5 événements de biais minimum ont été ajoutés en moyenne.

4.3 Construction de la route dans ces données.

L'algorithme de la route fait partie de `DORECO`. Les versions qui ont été utilisées pour reconstruire les données souffrent d'un certain nombre de problèmes.

- Le centre du détecteur de traces est physiquement décalé longitudinalement d'environ 3 cm par rapport au centre du calorimètre. Dans la direction transverse, un décalage de l'ordre de 5 mm à 53° a aussi été constaté [51]. `DORECO` ne tient pas compte de ces différents décalages.
- Le CFT n'était que partiellement instrumenté. La couverture angulaire a été privilégiée par rapport à l'information spatiale. Ainsi, seule l'information axiale était disponible dans la plupart des données de cette étude. Par conséquent, l'efficacité de l'algorithme de reconstruction standard de traces était très faible et c'est pourquoi on a construit différemment d'autres traces dites traces "`Gtr333`"[1]. Cette étude est basée sur ce type de traces.
- Aucune correction ne vient pallier les non-linéarités des SCA du calorimètre évoquées dans le paragraphe 2.2.2.3.
- D'autre part, la méthode de la route tient compte de la polarité réelle du champ magnétique alors que la reconstruction de traces se contente de toujours supposer une polarité inverse du champ.

Pour tenir compte de tous ces problèmes, une implémentation particulière de l'algorithme de la route a été écrite au format `ROOT` [52]. Dans ce format, la méthode de la route accepte tous les types de traces. En revanche, seules les routes centrales sont reconstruites (*i.e.,* telles que $|\eta_{\mathrm{det}}| < 1$). Des corrections sont introduites pour les différents décalages et pour tenir compte de l'incohérence entre les sens du champ magnétique. Par ailleurs, un programme extérieur permet de corriger les non-linéarités des SCA [53]. Dans cette étude, c'est l'implémentation `ROOT` de la méthode de la route basée sur les traces `Gtr333` qui est utilisée pour les données alors que `DORECO` basé sur les traces "`Gtr401`" est utilisé pour les événements Monte-Carlo. Dans les deux cas, on demande un minimum de dix points de mesure pour reconstruire une trace (dont au moins 7 dans le CFT) ainsi qu'une impulsion transverse $p_T > 2\,\mathrm{GeV}/c$.

Les critères d'identification des électrons sont basés sur les dépôts d'énergie E_i dans les différentes couches du calorimètre à l'intérieur de la route. Dans toute la suite, on choisit d'utiliser une route reconstruite avec comme valeur du paramètre *dismerge* 0.25 [49]. La fraction électromagnétique EMF est définie comme $(E_1 + E_2 + E_3)/E_{\mathrm{tot}}$, où E_{tot} est l'énergie totale se trouvant dans la route. La fraction E/p se calcule comme étant $(E_1 + E_2 + E_3)/p$, où p est l'impulsion de la trace du candidat électron.

[1] Cet algorithme débute dans le SMT. Les traces SMT sont ensuite prolongées jusqu'au CFT dans le plan transverse. On autorise qu'il manque un des niveaux de CFT à la trace ainsi reconstruite.

4.4 Efficacité d'identification des électrons.

Une première sélection des événements a consisté à demander deux électrons avec les critères de sélection suivants :
- $E_1 > 0$, $E_2 > 0$, $E_3 > 0$,
- $EMF > 0.6$,
- $0.4 < E/p < 1.3$.

Ces coupures sont relativement peu contraignantes et les électrons identifiés de cette façon seront appelés dans la suite électrons lâches. Dans le lot initial 329 000 événements survivent à cette sélection. La Fig. 4.1 montre la distribution des deux variables discriminantes EMF et E/p pour les événements Monte Carlo du lot J/ψ. La Fig. 4.2 illustre le peu de dépendance qu'il existe entre l'efficacité d'identification d'un électron lâche et l'impulsion transverse p_T de l'électron. Cette efficacité atteint $\sim 97\%$ pour $p_T > 2\,\mathrm{GeV}/c$. Seules les traces satisfaisant les critères d'identification lâches des électrons sont considérées désormais, et pour toutes les sélections à venir. On définit également des critères stricts d'identification des électrons, ce qu'illustre la Fig. 4.1 :
- $EMF > 0.85$,
- $0.6 < E/p < 1.05$.

L'efficacité d'identification des électrons s'améliore un peu avec p_T lorsque l'on considère des coupures strictes (Fig. 4.2). Elle dépasse 85% pour $p_T > 5\,\mathrm{GeV}/c$.

Pour chaque événement contenant un électron au sens le plus strict, les masses invariantes de toutes les paires contenant cet électron et un autre électron lâche ou strict ont été calculées et ce, dans le but d'observer un signal de J/ψ dans les données. Le bruit de fond peut être réduit en utilisant le fait que les deux électrons venant d'une désintégration de J/ψ ont des impulsions transverses p_{T1} et p_{T2} relativement symétriques. On demande que $|p_{T1} - p_{T2}|/(p_{T1} + p_{T2})$ soit inférieur à 0.6. L'efficacité de cette sélection est de 94% dans le Monte Carlo d'événements J/ψ comme on peut le voir sur la Fig. 4.3. Le résultat de cette coupure est donné par la Fig. 4.4 pour des paires d'électrons de même signe et de signe opposé. Le pic observé dans la région des faibles masses est dû à des traces appartenant au même jet. En revanche, la bosse que l'on voit pour des masses dépassant $4\,\mathrm{GeV}/c^2$ vient de traces de bas p_T appartenant à des jets opposés. Il n'y a pas de pic se détachant clairement de la région de masse du J/ψ pour les paires de signe opposé.

Si l'on suppose que les deux traces d'une paire viennent d'un seul et même objet, on peut alors calculer ce que l'on appellera par la suite l'impulsion transverse du candidat J/ψ, p_T, comme étant la somme vectorielle de p_{T1} et p_{T2}. La Fig. 4.5 montre le résultat en fonction de la masse invariante de la paire de traces. Les effets des coupures sur l'impulsion de la trace et sur l'asymétrie en p_T sont visibles pour de petites masses et une petite valeur de p_T. Dans la distribution des paires de signe opposé, on peut voir une indication d'accumulation autour de $3\,\mathrm{GeV}/c^2$ pour de grandes valeurs de p_T ; cela n'est pas visible sur la distribution des paires de même signe. La Fig. 4.6 en apporte la confirmation. On peut y voir le p_T du candidat J/ψ pour des masses se trouvant entre 2.9 et $3.1\,\mathrm{GeV}/c^2$. Dans la suite, sauf indication contraire, on ne considère plus que des candidats J/ψ ayant $p_T > 12.5\,\mathrm{GeV}/c$. La distribution de masse obtenue après cette coupure est montrée Fig. 4.7 (gauche). Cette fois le pic du J/ψ apparaît clairement.

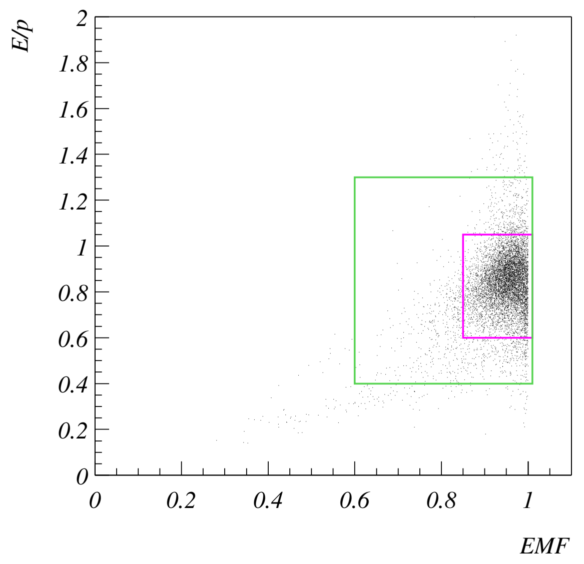


FIG. 4.1 – E/p *vs.* EMF dans le lot de J/ψ. La coupure douce comme la coupure stricte de sélection des électrons ont été reportées sur la figure.

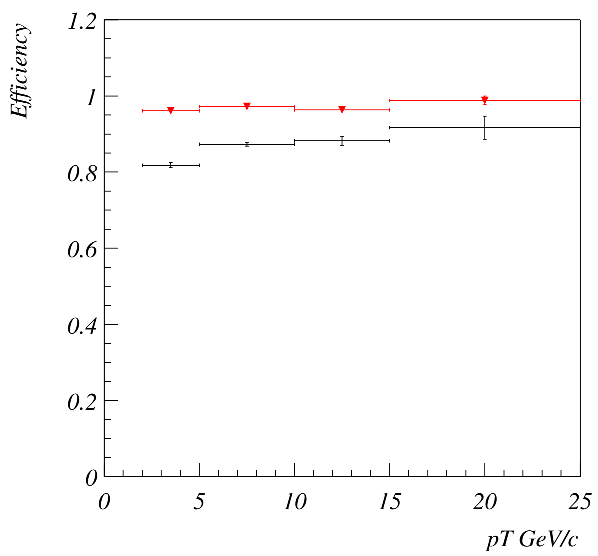


FIG. 4.2 – Les efficacités d'identification des électrons basées sur la coupure douce (triangles rouges) et stricte (noir) sont représentées en fonction du p_T pour les événements Monte Carlo de J/ψ .

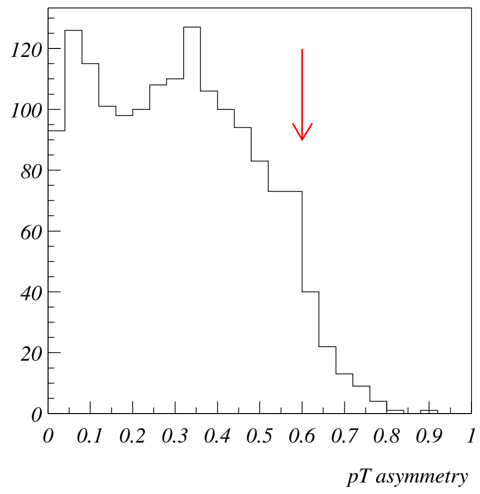


FIG. 4.3 – L'asymétrie en p_T entre les deux traces des électrons pour les événements Monte Carlo de J/ψ .

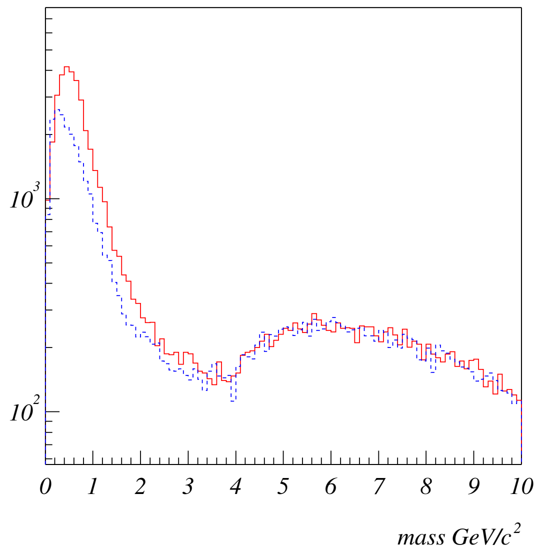


FIG. 4.4 – Distribution de la masse invariante pour les paires de même signe (pointillés bleus) et de signe opposé (rouge). Chaque paire contient au moins un électron satisfaisant les coupures d'identification les plus strictes.

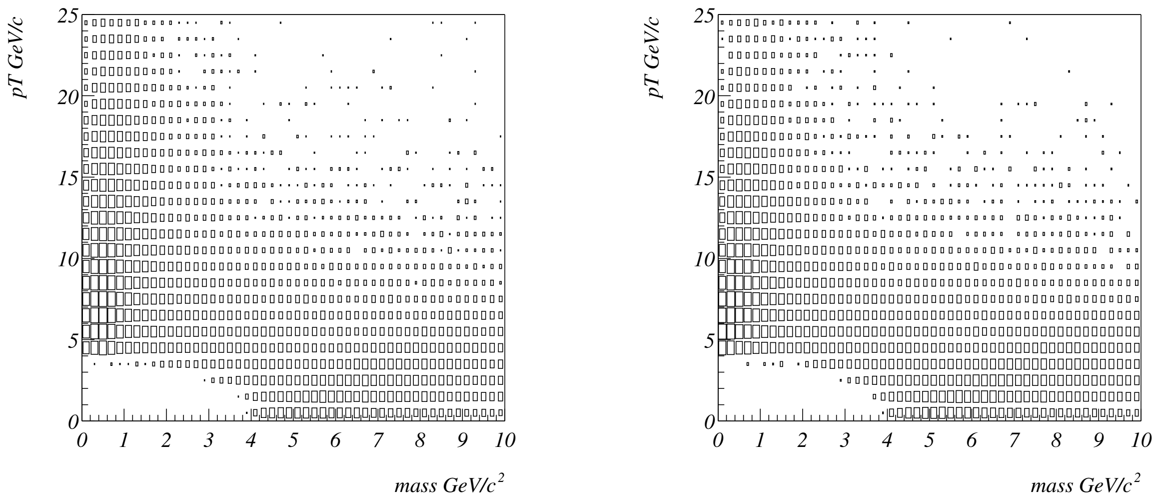


FIG. 4.5 – p_T des candidats J/ψ *vs.* la masse invariante des paires de même signe (à gauche) et des paires de signe opposé (à droite).

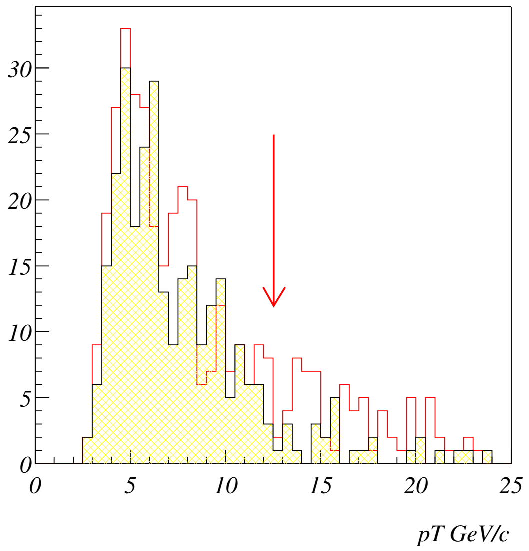


FIG. 4.6 – p_T du candidat J/ψ pour des traces de signe opposé (histogramme vide) et pour des traces de même signe (histogramme hachuré) dans la zone de masse allant de 2.9 à 3.1 GeV$/c^2$.

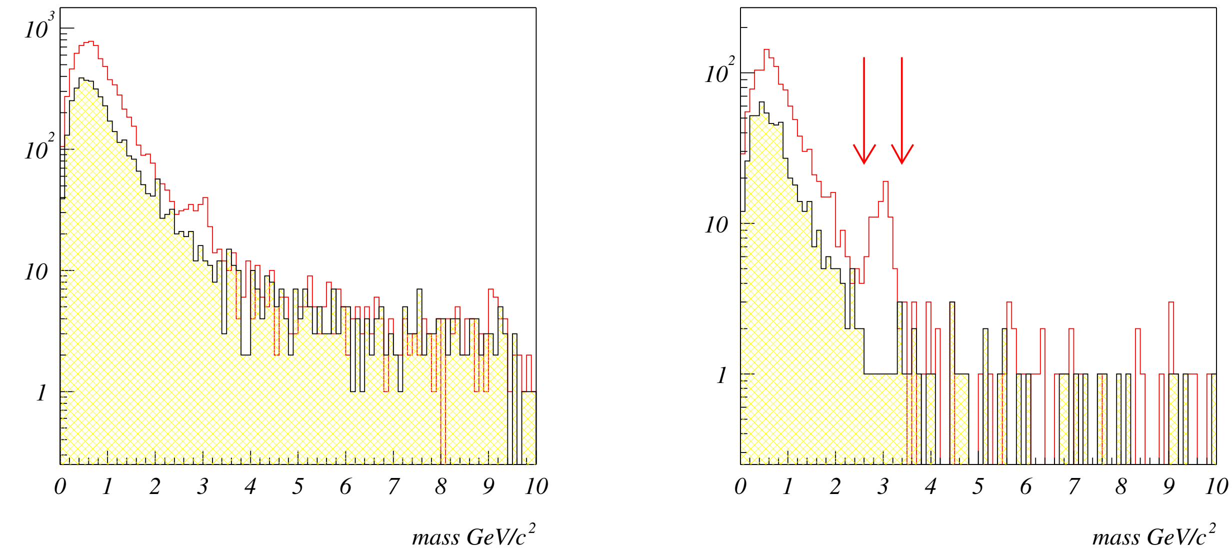


FIG. 4.7 – Masse invariante pour des traces de haut p_T de signe opposé (histogramme vide) et pour des traces de même signe (histogramme hachuré), lorsqu'un (à gauche) ou deux (à droite) électrons identifiés avec des critères stricts sont demandés.

Comme la Fig. 4.7 (droite) le montre, le pic du J/ψ devient de plus en plus évident si on demande deux électrons identifiés avec les critères les plus sévères. Ce signal de J/ψ va maintenant servir à déterminer l'efficacité d'étiqueter un électron lâche comme étant un électron strict. En principe, cette efficacité devrait pouvoir se déduire du rapport des deux histogrammes des Fig. 4.7-à droite et 4.7-à gauche. La Fig. 4.8 présente ce rapport pour des paires de signe opposé et de même signe. Il y a un excès marqué dans la distribution se rapportant aux paires de signe opposé à l'endroit où se trouve le pic du J/ψ . Mais on peut également remarquer que la probabilité d'étiqueter comme étant strict le second électron identifié comme lâche, est plus élevée dans le cas des paires de signe opposé, même en dehors de la zone de masse du J/ψ. On ne peut donc pas utiliser les électrons de même signe pour déterminer le bruit de fond présent sous le pic du J/ψ. Le bruit de fond sera donc déterminé loin du pic en utilisant les paires de signe opposé uniquement.

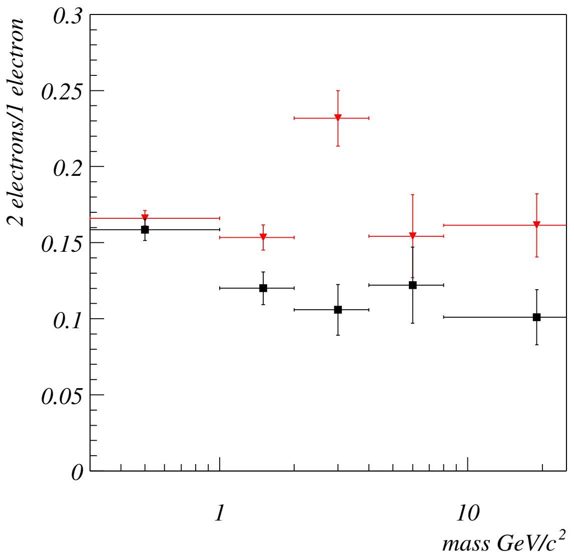


FIG. 4.8 – Probabilité d'étiqueter avec des critères stricts le deuxième électron sélectionné avec des critères lâches en fonction de la masse pour des paires de signe opposé (triangles rouges) et de même signe (carrés noirs). L'échelle horizontale est logarithmique.

Des ajustements sur le bruit de fond et le pic du J/ψ ont été réalisés à l'aide d'une somme de deux exponentielles et une gaussienne respectivement, pour les deux distributions demandant au moins un électron sélectionné avec des critères stricts et deux électrons identifiés avec des coupures strictes. La Fig. 4.9 présente ces ajustements. Si l'on se contente de demander des critères stricts pour un seul des électrons, la gaussienne est centrée à 2.95 GeV/c^2, a une largeur de 190 MeV/c^2, et contient $n_1 = 96$ combinaisons. Si l'on demande deux électrons stricts, la gaussienne est alors centrée à 2.98 GeV/c^2, a une largeur de 170 MeV/c^2, et contient $n_2 = 60$ combinaisons. L'efficacité d'étiqueter un électron sélectionné avec des critères plus doux comme un électron strict est calculée grâce à la formule suivante $\varepsilon = 2n_2/(n_1 + n_2)$ qui donne une efficacité de 77%.

Il faut noter qu'il est difficile de réaliser un bon ajustement sur le pic du J/ψ lorsque l'on se contente de demander un électron strict au moins. Si l'on fixe les valeurs du centre de la gaussienne et de sa largeur aux valeurs trouvées lors de l'ajustement sur le lot ayant deux électrons stricts, le nombre de combinaisons dans le pic devient $n_1' = 87$, ce qui donne une efficacité de 81%. On peut donc conclure que l'efficacité de la méthode de la route pour étiqueter un électron strict à partir d'un électron identifié avec des coupures douces est de 80%, à quelques pourcent près. Ce résultat est légèrement plus faible que les 85% trouvés dans le Monte Carlo. Si, de plus on utilise la valeur de l'efficacité d'étiqueter un électron avec des critères doux, trouvée dans le Monte Carlo, l'efficacité totale d'étiqueter un électron avec des critères stricts dans les données est de 77% environ. La Fig. 4.10 montre que l'intervalle d'impulsions transverses des électrons utilisés pour cette étude s'étend jusqu'à $3\,\mathrm{GeV}/c$. Le nombre de J/ψ de bas p_T peut être évalué en abaissant la coupure en p_T à $4\,\mathrm{GeV}/c$ lorsqu'on demande deux électrons stricts. La distribution de masse que l'on obtient de cette façon est montrée sur la Fig. 4.11. L'ajustement gaussien contient 85 combinaisons. Par conséquent, environ 25 J/ψ tel que $4 < p_T < 12.5\,\mathrm{GeV}/c$ sont trouvés lorsque deux électrons stricts sont identifiés.

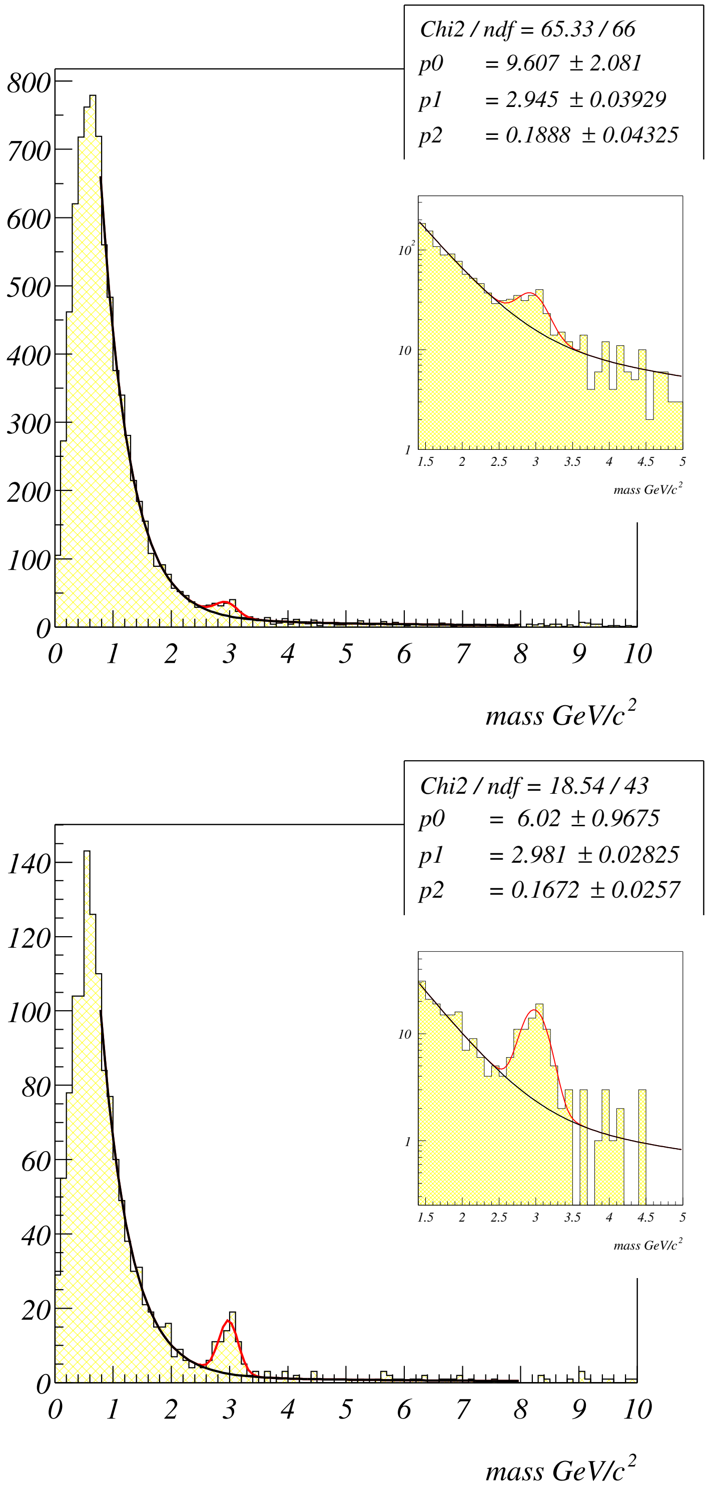


FIG. 4.9 – Masse invariante des paires de signe opposé pour un (en haut) et deux (en bas) électrons identifiés avec des critères sévères.

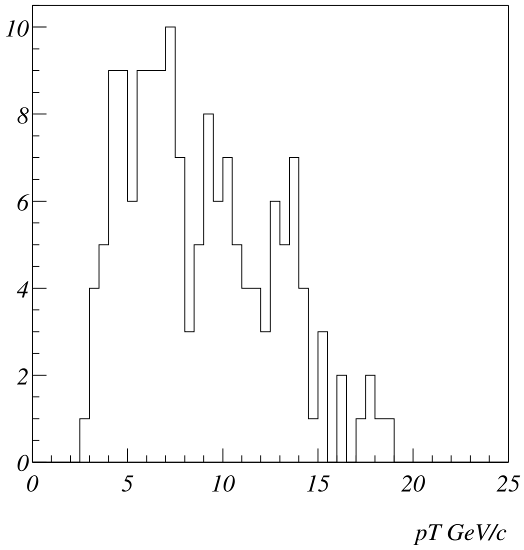


FIG. 4.10 – Le spectre en p_T des traces appartenant à des paires de signe opposé et contenant deux électrons identifiés avec des critères sévères, dans la région de masse allant de 2.6 à 3.4 GeV/c^2.

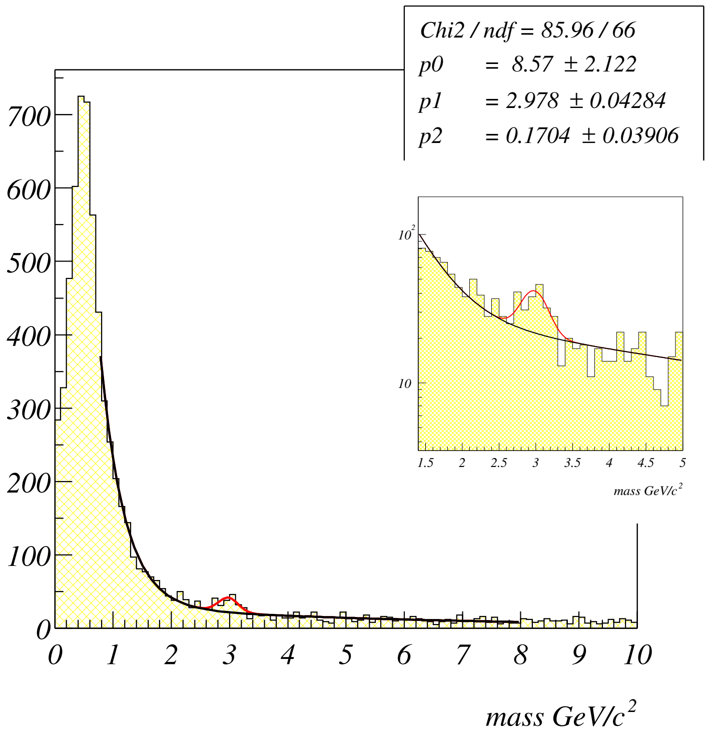


FIG. 4.11 – Distribution de la masse invariante pour deux électrons identifiés avec des critères sévères et avec une coupure sur le p_T du J/ψ à 4 GeV/c.

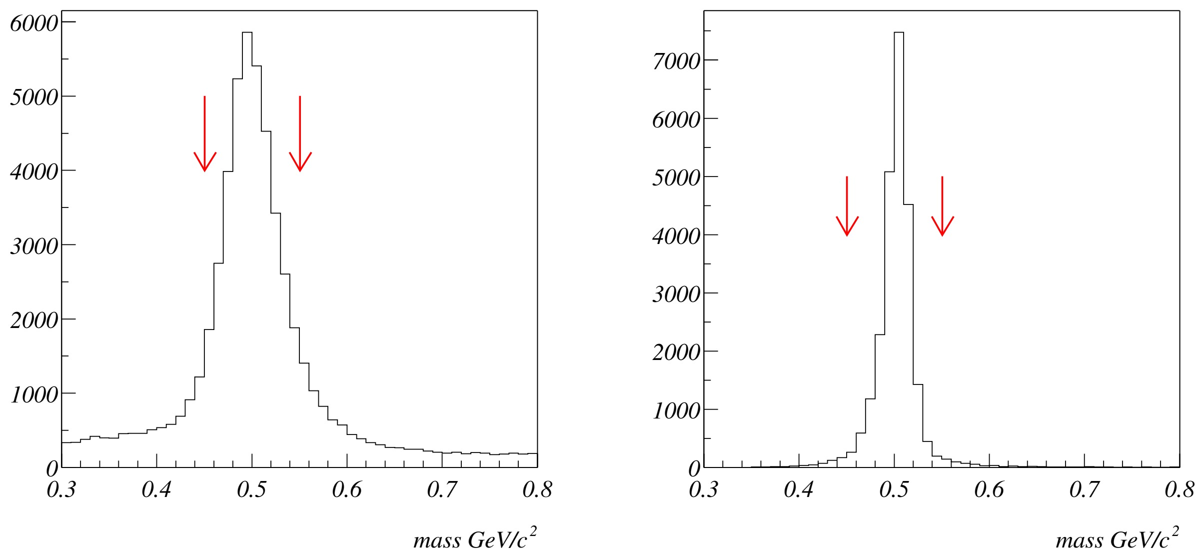


FIG. 4.12 – Masse invariante de paires de traces en utilisant des traces SMT (à gauche) et des traces `Gtr333` (à droite).

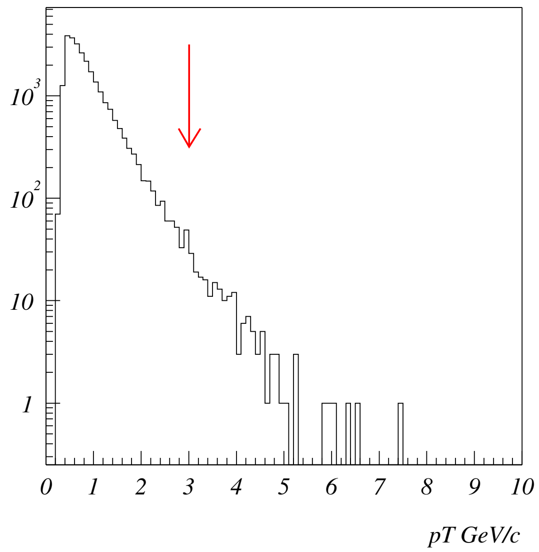


FIG. 4.13 – Impulsion transverse de traces de pions dans le lot de K^0_S .

4.5 Taux de mauvaise identification

Pour mesurer la probabilité de fausse identification, il faut isoler un lot d'événements de pions sans électrons. Pour cela, on a utilisé un code[2] qui permet de sélectionner des événements contenant une désintégration $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. La distribution de masse invariante obtenue avec les paires de traces SMT dans les données est montrée Fig. 4.12-à gauche. Le lot retenu après avoir sélectionné la fenêtre de masse $0.45 < m_{\pi\pi} < 0.55\,\mathrm{GeV}/c^2$ contient environ 37 000 événements. Ensuite les traces SMT ont été associées aux traces `Gtr333`, la masse invariante a été calculée à partir des paires de traces, et la même fenêtre de masse a été gardée (Fig. 4.12-à droite).

La distribution de p_T des traces avec $|\eta_{\mathrm{det}}| < 1$ et associées avec un K^0_S sélectionné de la manière que l'on vient de décrire, est montrée Fig. 4.13. Une coupure en impulsion transverse de $3\,\mathrm{GeV}/c$ permet de conserver 200 traces de pions avec un p_T moyen de $3.7\,\mathrm{GeV}/c$, auxquelles on a appliqué la méthode de la route. Dans le Monte Carlo, 297 traces associées à des pions venant d'une désintégration de K^0_S passent les mêmes critères angulaire et d'impulsion.

Les distributions de la fraction électromagnétique EMF et du rapport E/p sont montrées Fig. 4.14 à la fois pour les données et le Monte Carlo. Dans les données, 4 traces sur les 200 traces initiales sont étiquetées comme étant des électrons avec des critères stricts d'identification, ce qui donne une probabilité de mauvaise identification de $2 \pm 1\%$. Dans le Monte Carlo, 9 traces survivent aux critères stricts de sélection des électrons sur 297 traces initiales ce qui donne une probabilité de fausse identification de $3 \pm 1\%$. Cette valeur est en accord avec celle trouvée dans les données.

[2] Ce code utilise l'algorithme de reconstruction de V0 par un ajustement contraint. Les critères de sélection retenus sont les suivants : deux traces SMT de signe opposé ; $\chi^2 < 15$ pour le vertex ; colinéarité $p_T.l_{xy} > 0.999$; longueur de désintégration transverse $> 0.35\,\mathrm{cm}$; rayon du vertex $< 2.75\,\mathrm{cm}$ (première couche du SMT) ; paramètre d'impact des traces $> 0.1\,\mathrm{cm}$; $p_T > 0.3\,\mathrm{GeV}/c$ pour les traces[55].

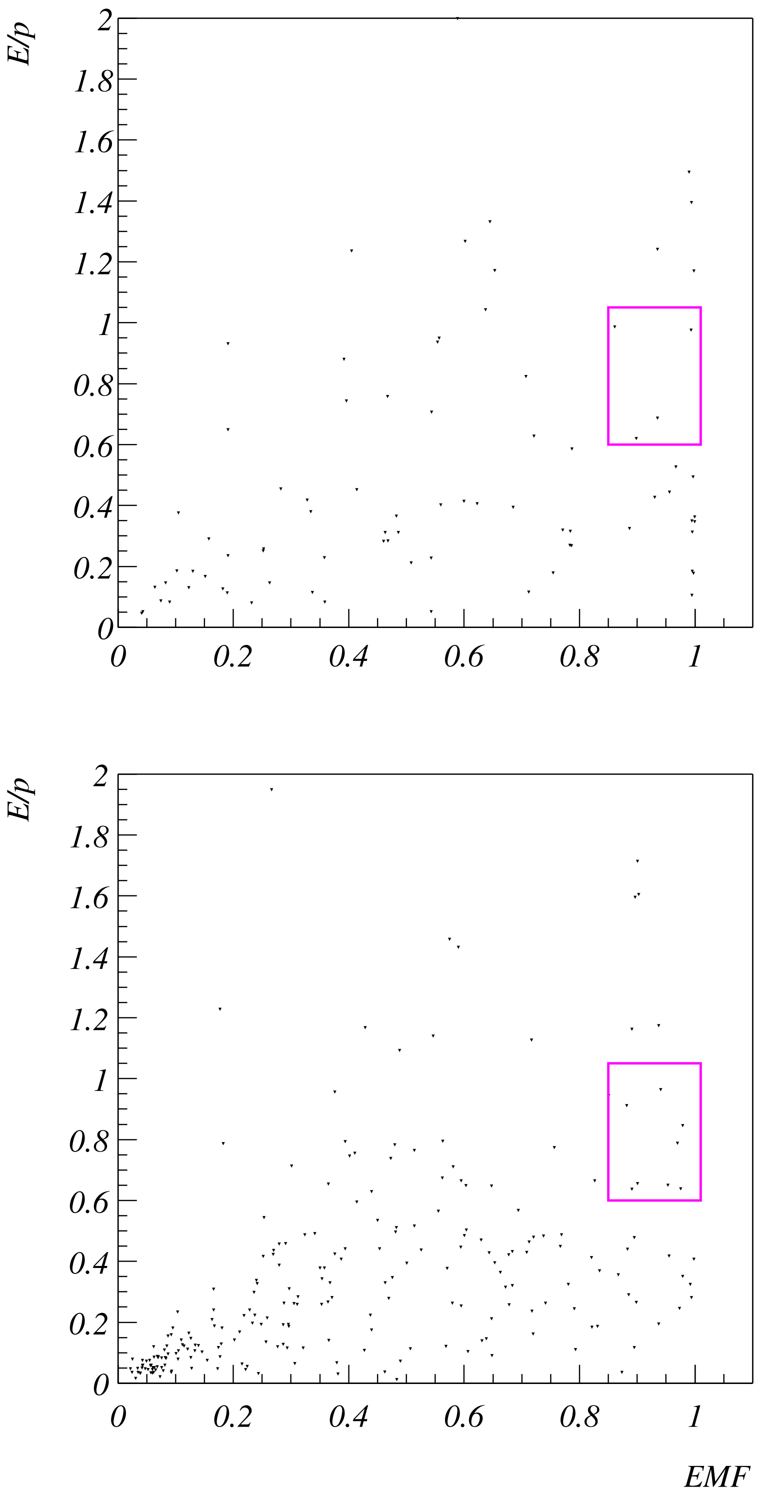


FIG. 4.14 – le rapport E/p *vs.* la fraction électromagnétique EMF dans les données (en haut) et dans le Monte Carlo (en bas) dans le lot de $\mathrm{K_S^0}$.

4.6 Etiquetage de quarks beaux avec des électrons

Pour déterminer la capacité de la méthode de la route en matière d'étiquetage de b, on a comparé un lot d'événements enrichis en jets de b à un lot classique de jets QCD.

Les événements satisfaisant les critères suivants ont été sélectionnés :

- au moins un muon local (pas d'association nécessaire avec une trace centrale) de $p_T > 5\,\mathrm{GeV}/c$, associé avec un bon jet de cône de 0.5 et de $p_T > 10\,\mathrm{GeV}/c$. Le critère d'association muon-jet est $\Delta\ R(\mu, \mathrm{jet}) < 0.7$.
- $p_t^{\mathrm{rel}}(\mu, \mathrm{jet}) > 1\,\mathrm{GeV}/c$. L'impulsion transverse p_t^{rel} du muon relative à l'axe du jet est définie sur la Fig. 4.15 et dans la référence [56]. Pour déterminer la direction du jet, l'impulsion du muon est ajoutée à celle du jet calorimétrique car le muon ne dépose qu'une faible fraction de son énergie dans le calorimètre.

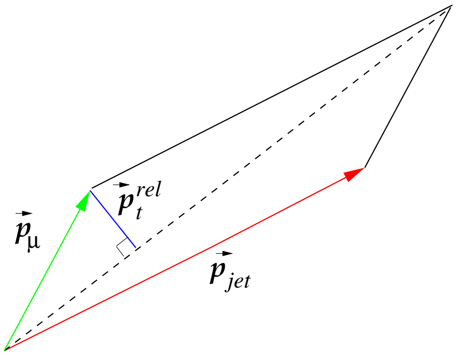


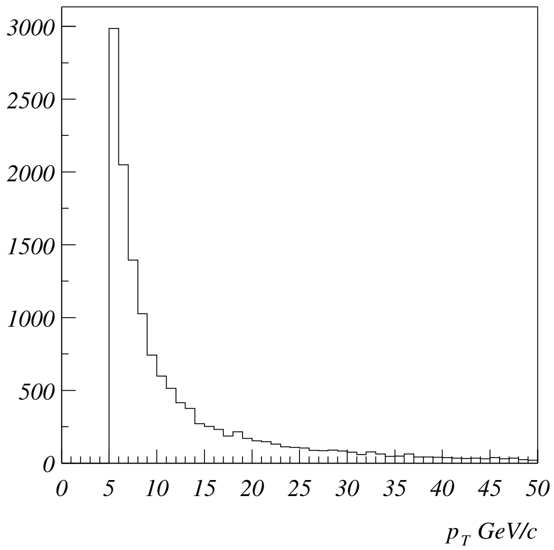
FIG. 4.15 – Définition de p_t^{rel} l'impulsion transverse du muon relative à l'axe du jet.

Le lot d'événements ainsi obtenu est enrichi en jets de b avec une pureté d'environ deux tiers [56]. Les séquences de prise de données qualifiées de mauvaises par le groupe JetMet [57] ont été supprimées de cette analyse.

Le lot de jets QCD standard a été sélectionné à partir de la séquence de prise de données 149327, car elle a été déclarée comme bonne à la fois pour le calorimètre,le détecteur de traces et le système à muons. Seuls les 4787 événements satisfaisant l'une des conditions de déclenchement qui n'introduisent pas de biais du point de vue des électrons ont été retenus. Les déclenchements utilisés sont basés sur les jets : 3CJT7 (trois tours de déclenchement de niveau 1 de plus de 7 GeV), JT_95TT, JT_65TT, JT_45TT, JT_25TT où le nombre précédent TT indique l'énergie du jet requise au niveau 3, et 2JT_LO, qui demande deux jets de faible énergie. Des déclenchements requérant à la fois un muon et un ou plusieurs jets ont également été utilisés : mu1ptxatxx_CJT5, mu1ptxctxx_CJT5, mu1ptxatxx_2CJT3.

Dans le lot d'événements enrichis en b, on demande exactement un jet étiqueté par un muon. Le p_T du muon local et p_t^{rel} sont montrés sur la Fig. 4.16.

Le jet opposé au jet étiqueté par un muon est défini comme étant celui qui maximise $\Delta\varphi(\mu - \mathrm{jet}, \mathrm{jet})$ (Fig. 4.17). On demande que la différence azimutale soit plus grande que 2.4. De plus, on demande à ces jets opposés d'être centraux ($|\eta_{\mathrm{det}}| < 0.8$). La distribution de p_T des jets sélectionnés de cette façon est montrée Fig. 4.18, de même



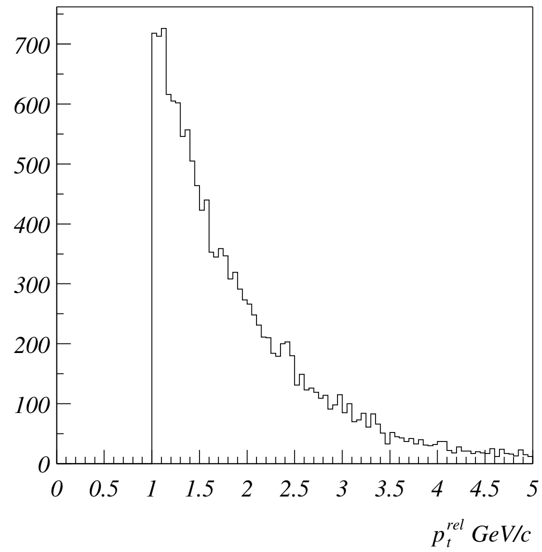


FIG. 4.16 – Distributions de p_T du muon local (à gauche) et de p_t^{rel} (à droite) dans le lot enrichi en jets de b.

que celle des bons jets centraux du lot de jets standard. Une coupure telle que $p_T > 20\,\mathrm{GeV}/c$ permet de garder 2275 jets enrichis en b. Dans le lot standard, 2304 jets survivent, ils semblent avoir un spectre en p_T plus dur.

Ensuite, on associe les traces à un jet si $\Delta R(\mathrm{trace}, \mathrm{jet}) < 0.7$. Les spectres en p_T des traces associées sont très semblables dans les deux lots (Fig. 4.19.) Une coupure en p_T de $4\,\mathrm{GeV}/c$ sélectionne 1377 traces dans le lot enrichi en jets de b et 1826 dans le lot de jets standard. La multiplicité des traces sélectionnées est plus grande dans le lot de jets standard que dans le lot de jets enrichis en b (0.8 *vs.* 0.6). La valeur moyenne du p_T des traces sélectionnées est $\sim 8\,\mathrm{GeV}/c$ dans les deux lots.

Les distributions du rapport E/p en fonction de la fraction électromagnétique EMF sont montrées sur la Fig. 4.20, aucun excès évident d'électrons n'apparaît dans le lot enrichi en jets de b. Les critères sévères d'identification de l'électron définis plus haut permettent de retenir 17 candidats du lot enrichi en jets de b. Dans le lot de jets standard, 16 candidats survivent. Il s'agit certainement de faux électrons correspondant au taux de mauvaise identification de $\sim 1\%$. Ce taux de mauvaise identification est plus faible que celui déterminé sur le lot de K^0_S ; cela est sûrement dû au fait que l'intervalle de p_T que l'on regarde ici est plus dur que précédemment (en moyenne, 8 *vs.* $4\,\mathrm{GeV}/c$).

On peut enrichir le lot en électrons de désintégration de b par des coupures cinématiques. L'impulsion transverse p_t^{rel} de la trace d'un candidat électron par rapport à l'axe du jet auquel elle est associée est définie de façon similaire aux muons, mais l'impulsion

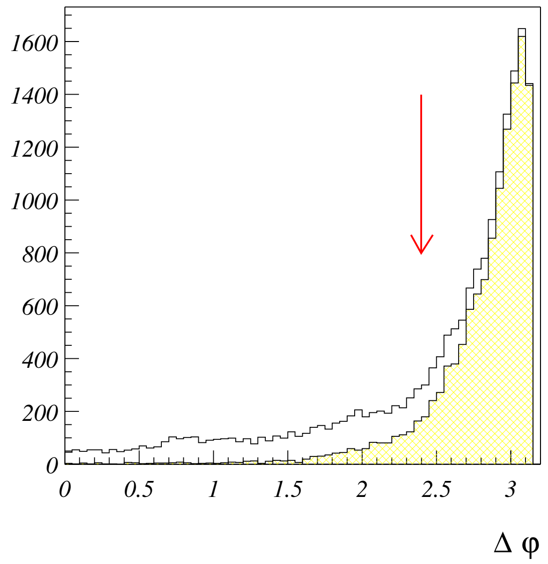


FIG. 4.17 – Dans le lot enrichi en jets de b, distributions de $\Delta\varphi(\mu-\text{jet}, \text{jet})$ pour l'ensemble des jets (histogramme vide) et pour les jets les plus écartés dans le plan transverse (histogramme hachuré).

de l'électron n'est pas ajoutée au jet puisque la gerbe de l'électron a participé au jet. La Fig. 4.21 montre que l'allure du spectre du p_t^{rel} n'est pas changée par les coupures d'identification de l'électron dans le lot de jets standard alors que le spectre de p_t^{rel} se décale vers les valeurs les plus grandes dans le lot enrichi en jets de b, exactement comme on l'attend pour des désintégrations de saveurs lourdes.

Le même effet est visible sur la Fig. 4.22 où les distributions de x_E en fonction de p_t^{rel} sont présentées pour le lot enrichi en jets de b et le lot de jets standard, avant et après les coupures d'identification. La variable x_E, comme dans le chapitre précédent est la fraction de l'énergie du jet qu'emporte la trace de l'électron. Les coupures sur ces variables cinématiques que suggèrent la référence [49] et le paragraphe 3.2.1.4 sont :

$$(x_E > 0.35)\ .\text{OU}\ .(p_t^{rel} > 0.75\,\text{GeV}/c)$$

Elles sélectionnent 13 et 7 candidats électrons dans le lot enrichi en jets de b et dans le lot de jets standard respectivement.

Une façon équivalente, mais peut-être plus convaincante, de montrer clairement qu'il y a un signal d'électron dans le lot enrichi en jets de b est d'appliquer d'abord les coupures cinématiques et ensuite les coupures d'identification de l'électron. Les coupures cinématiques permettent de conserver 811 et 1029 traces dans le lot enrichi en jets de b et dans le lot de jets standard respectivement. Un indice de la présence d'un signal d'électron peut être vu sur la Fig. 4.23, où les distributions du rapport E/p en fonction de la fraction électromagnétique EMF sont montrées pour les deux lots.

Ce signal devient plus apparent si les coupures sur EMF et E/p sont appliquées

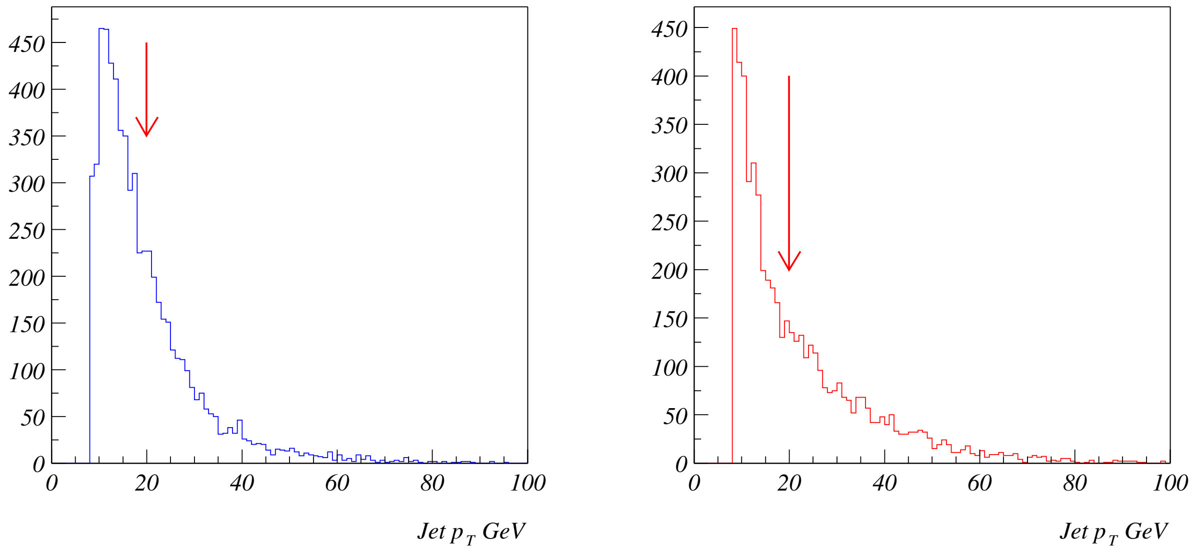


FIG. 4.18 – p_T des jets dans le lot enrichi en jets de b (à gauche) et dans le lot de jets standard (à droite).

alternativement comme sur la Fig. 4.24. Dans le lot enrichi en jets de b, la distribution de EMF montre un excès très net pour des valeurs proches de l'unité dès que la coupure $0.6 < E/p < 1.05$ est appliquée. De la même façon, il y a un excès au bon endroit sur la distribution de E/p pour $EMF > 0.85$. Aucun de ces excès n'apparaît dans le lot de jets standard.
Dans le lot initial de 2275 jets étiquetés par un muon, la pureté en b attendue est de deux tiers [56] et dans un tiers des cas, les deux jets de b sont émis opposés l'un à l'autre [58]. Le rapport d'embranchement de désintégration directe b→e est de 11%. Seuls 48% de ces électrons sont centraux et ont un p_T plus grand que $4\,\mathrm{GeV}/c$. A ce stade, on attend 26 jets de b contenant un électron qu'il serait possible d'identifier dans le lot enrichi en jet de b. A cela s'ajoute l'efficacité de reconstruction des traces estimée à 58% [60], l'efficacité de la méthode de la route et du critère d'association de 77%, déterminée plus haut sur un lot de J/ψ et l'efficacité des coupures cinématiques de 90% déterminée sur le Monte-Carlo. Le nombre attendu de jets de b étiquetés par un électron est alors de 11.

La contribution des cascades est estimée d'après le paragraphe 3.2.2.1, où l'on a vu que l'amélioration de l'efficacité liée aux désintégrations en cascade $b \to c \to e$ est d'environ 5%. Le nombre total de jets de b que l'on s'attend à étiqueter grâce à un électron direct ou de cascade est évalué à 11. La table 4.1 résume les étapes permettant d'arriver à cette estimation.

TAB. 4.1 – Estimation du nombre de jets de b étiquetés par un électron attendu.

Nombre de jets centraux avec p_T >20 GeV/c opposés à un jet étiqueté par un muon		2275
pureté du lot enrichi en b [56]	67%	1524
jets de b opposés deux à deux [58]	33%	503
rapport d'embranchement b→e	11%	55
$\|\eta_{\mathrm{det}}(\mathrm{e})\| < 1$ et $p_T(\mathrm{e})$ >4 GeV/c (b$\bar{\mathrm{b}}$ MC)	48%	26
Efficacité de reconstruction de traces (données)	58%	15
Efficacité de la route (données J/ψ)	77%	12
Efficacité des coupures cinématiques (MC b$\bar{\mathrm{b}}$)	90%	11
Contribution des cascades	1.05	11

Dans le paragraphe 3.2.1.1, il est indiqué que 0.2% des traces de $p_T > 2$ GeV/c d'un lot de Monte Carlo QCD sont effectivement des électrons produits par désintégration de saveur lourde. Si l'on tient compte à la fois des efficacités de reconstruction et d'identification mais aussi de l'intervalle en p_T plus restreint que l'on a choisi ici, on attend 2 de ces électrons parmi les 7 candidats sélectionnés dans le lot de jets standard. Enfin si l'on normalise au nombre de traces associées à un jet dans le lot de jets standard et le lot enrichi en jets de b, on attend 4 mauvais électrons dans la sélection. Au total, on attend donc 15 candidats électrons dans le lot enrichi en jets de b pour 13 effectivement sélectionnés.

Finalement, l'efficacité d'étiqueter un jet de b grâce à un électron est à peu près comparable à celle d'étiqueter un jet de b grâce à un muon :

- dans le lot initial contenant un jet étiqueté avec un muon, un autre jet opposé au jet étiqueté n'est trouvé que dans 19 événements. Parmi ces jets, 9 sont centraux et ont un p_T plus grand que 20 GeV/c.
- Dans le même lot, il y a 10 jets centraux avec $p_T > 20$ GeV/c opposés à un jet étiqueté avec un muon, qui sont étiquetés par un électron identifié avec les critères de sélection les plus stricts et ayant $p_T > 4$ GeV/c et $p_t^{\mathrm{rel}} > 1$ GeV/c.
- Dans le lot de jets standard, il y a 8 jets étiquetés par un muon. Ce chiffre doit être comparé aux 4 jets étiquetés par un électron identifié avec les critères les plus sévères et ayant $p_T > 4$ GeV/c et $p_t^{\mathrm{rel}} > 1$ GeV/c.

Les performances de l'étiquetage grâce à un électron sont donc au moins aussi bonnes que celles de l'étiquetage grâce à un muon[3] (mais il n'y a pour le moment pas de déclenchement sur les électrons de bas p_T...). La probabilité d'étiqueter un jet de b contenant un électron direct identifiable (dont le nombre est estimé à 26 dans le tableau 4.1) est d'environ 38% avec la coupure $p_t^{\mathrm{rel}} > 1$ GeV/c tandis que la probabilité d'étiqueter un jet standard est de 0.2%.

[3] Il a été vérifié que diminuer la coupure en p_T de 5 à 4 GeV/c ne change pas les performances de l'étiquetage grâce à un muon.

4.7 Résumé et conclusion

A partir d'un signal de J/ψ l'efficacité de l'algorithme de la route d'identifier un électron avec les coupures

- $E_1 > 0$, $E_2 > 0$, $E_3 > 0$,
- $EMF > 0.85$,
- $0.6 < E/p < 1.05$,

a été déterminée comme étant de 77%, avec quelques pourcent d'incertitude, pour des électrons centraux de p_T plus grand que 3 GeV/c. La probabilité d'identifier de manière erronée un pion avec ces coupures et dans le même intervalle de p_T, est d'environ 2%, comme on l'a vu à partir d'un lot de $\mathrm{K_S^0}$.

On a vu qu'il était possible d'étiqueter un jet de b avec des électrons en utilisant les mêmes critères d'identification pour des électrons centraux avec $p_T > 4\,\mathrm{GeV}/c$. Il est nécessaire d'utiliser des coupures cinématiques comme $p_t^{\mathrm{rel}} > 1\,\mathrm{GeV}/c$ ou des coupures corrélées sur p_t^{rel} et x_E. Un jet de b contenant une désintégration directe pour laquelle l'électron est central et avec $p_T > 4\,\mathrm{GeV}/c$, peut être étiqueté avec une efficacité d'environ 38%, pour une probabilité bien en dessous du pourcent d'étiqueter un jet générique.

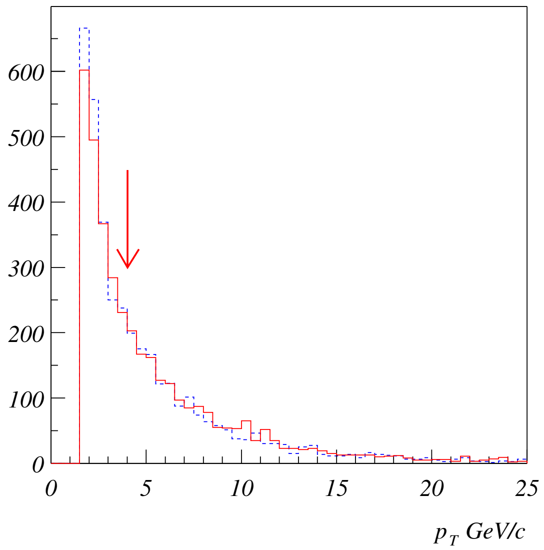


FIG. 4.19 – Distribution de l'impulsion transverse des traces associées dans le lot enrichi en jets de b (pointillé bleu) et dans le lot de jets standard (rouge). L'échelle verticale est arbitraire.

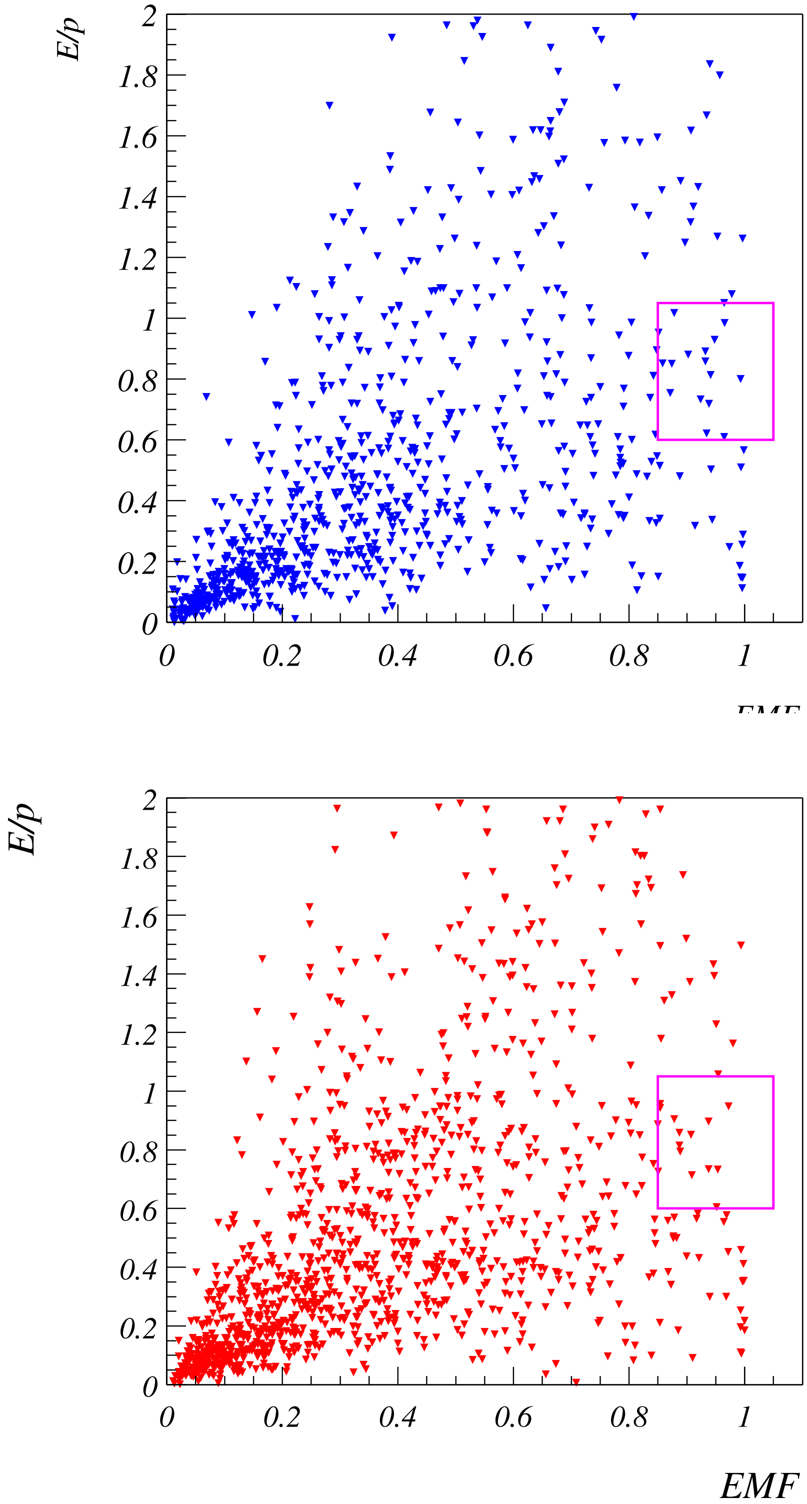


FIG. 4.20 – Le rapport E/p *vs.* la fraction électromagnétique EMF dans le lot enrichi en jets de b (en haut) et dans le lot de jets standard (en bas).

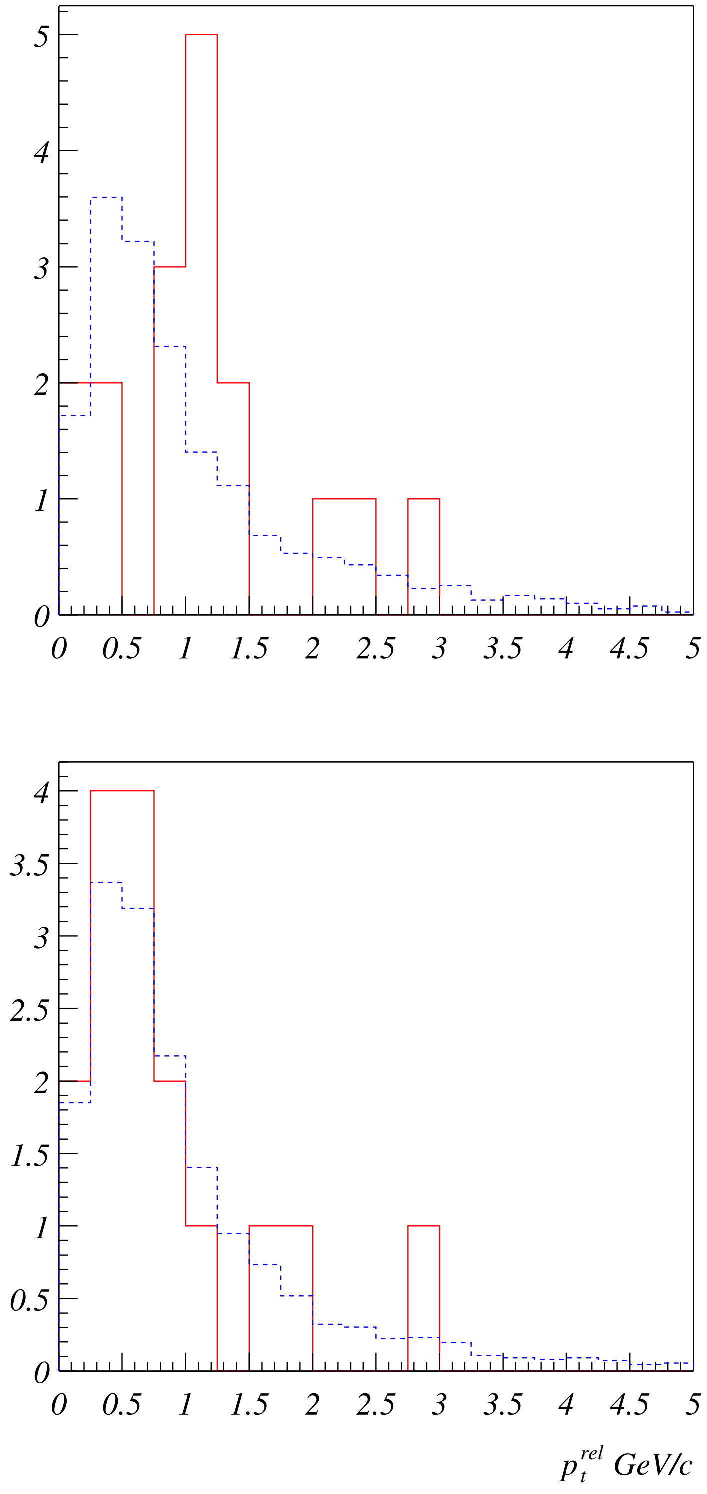


FIG. 4.21 – Distributions de p_t^{rel} avant (pointillé bleu) et après (rouge) les coupures d'identification de l'électron dans le lot enrichi en jets de b (en haut) et dans le lot de jets standard (en bas). Les distributions avant les coupures d'identification sont normalisées à celles après les coupures.

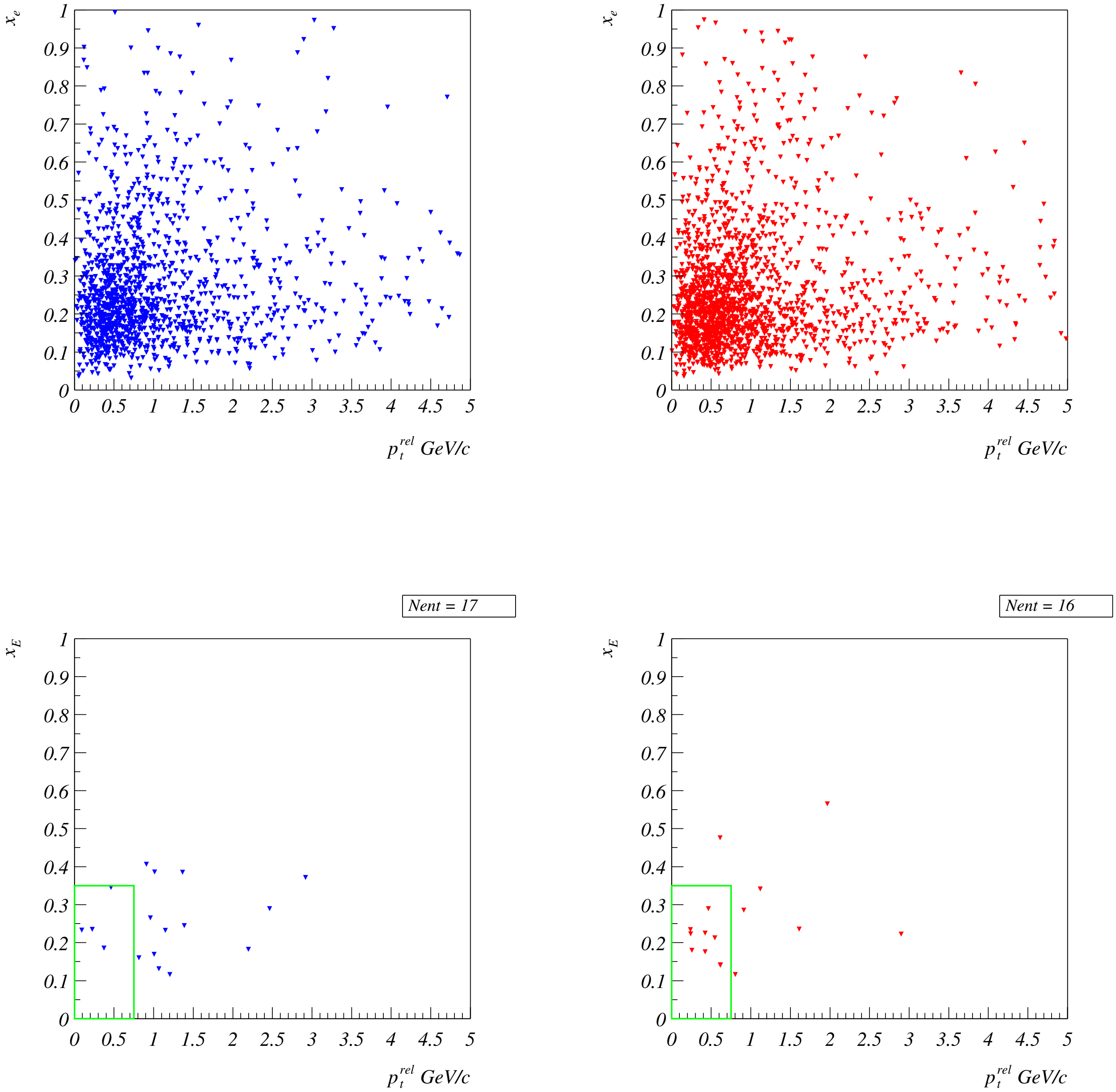


FIG. 4.22 – x_E *vs.* p_t^{rel} dans le lot enrichi en jets de b (à gauche) et dans le lot de jets standard (à droite) avant (en haut) et après (en bas) les coupures d'identification de l'électron.

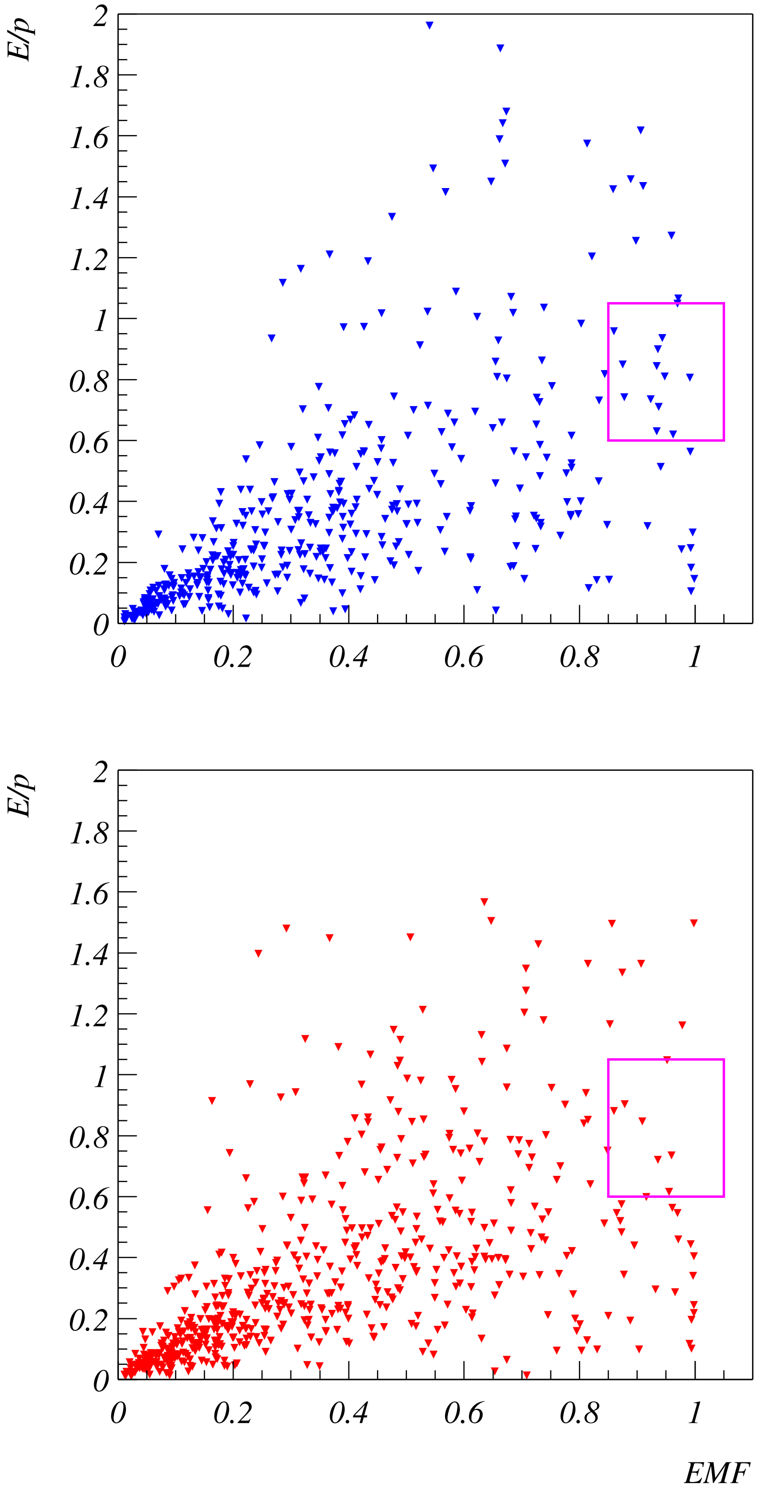


FIG. 4.23 – Le rapport E/p *vs.* la fraction électromagnétique EMF dans le lot enrichi en jets de b (en haut) et dans le lot de jets standard (en bas) après les coupures cinématiques.

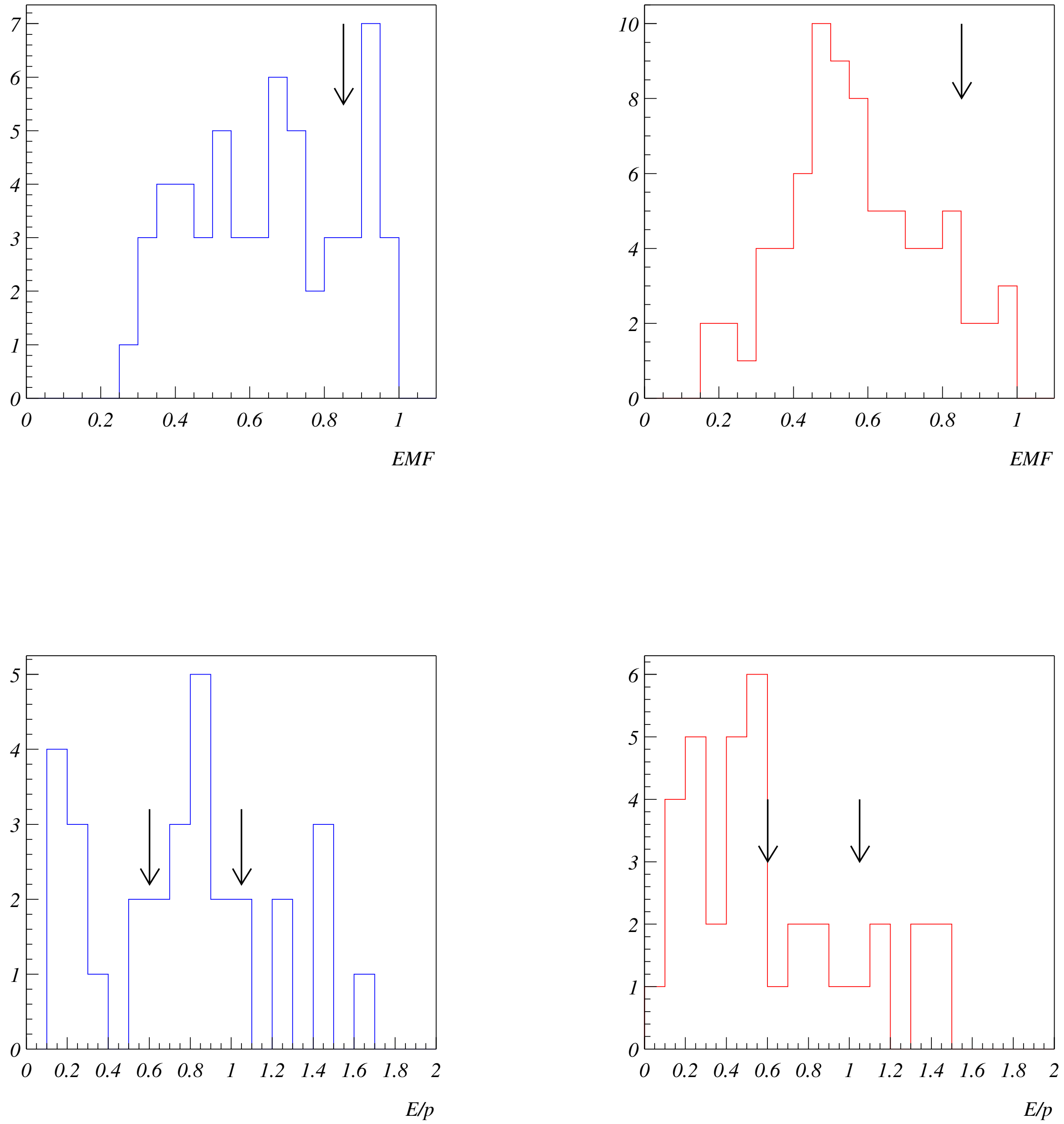


FIG. 4.24 – Distributions après les coupures cinématiques dans le lot enrichi en jets de b (à gauche) et dans le lot de jets standard (à droite). En haut : la fraction électromagnétique EMF pour $0.6 < E/p < 1.05$. En bas : le rapport E/p pour $EMF > 0.85$.

Chapitre 5

Mesure de la section efficace de production du quark top.

La mesure de la section efficace de production du quark top dans les collisions proton-antiproton à 1.96 TeV dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ avec étiquetage par les leptons[1] dans les jets est présentée dans ce chapitre. Les différentes étapes de présélection seront d'abord décrites, puis l'étiquetage des saveurs lourdes par les muons et les électrons est étudié. Les mesures dans les différents canaux de désintégration sont ensuite combinées pour obtenir une mesure de la section efficace. Enfin, un panorama de l'ensemble des analyses top de DØ est dressé.

5.1 Stratégie d'analyse.

La première étape de l'analyse consiste à sélectionner les événements $W \to e + \nu$ et $W \to \mu + \nu$. Les événements $t\bar{t}$ en constituent une infime fraction. Ils diffèrent des événements W par leur grande multiplicité de jets, mais les W sont régulièrement accompagnés de jets spectateurs. On comprend alors que les deux bruits de fond principaux sont :

- le bruit de fond QCD : dans un événement multi-jets, un vrai ou un faux lepton a été reconstruit, et du fait des fluctuations de gerbes, une énergie manquante importante a été mesurée.
- un bruit de fond physique : W+jets. Le lepton et l'énergie manquantes sont réels.

Deux techniques permettent alors d'améliorer le rapport signal sur bruit [59].

- ◦ La première consiste à utiliser des critères topologiques. En effet, les événements $t\bar{t}$ se caractérisent par des jets très énergiques et une topologie sphérique. Les analyses dites topologiques exploitent ces critères au maximum.
- ◦ La seconde est l'étiquetage de b, exploitant le fait que deux des jets de l'événement sont des jets de saveurs lourdes. On peut alors se permettre d'utiliser des coupures topologiques plus douces.

L'analyse qui suit utilise l'étiquetage par les leptons dans les jets. Cette technique a été utilisée par CDF au Run 1, à la fois avec les électrons et les muons, et par DØ avec

[1] Par abus de langage, dans ce chapitre, un lepton désigne un électron ou un muon.

les muons [46].

La génération des événements a été décrite dans le paragraphe 1.3.3, et deux lots $t\bar{t} \to W^+ b W^- \bar{b}$ avec $W \to e + \nu_e, W \to q\bar{q}'$ et $W \to \mu + \nu_\mu, W \to q\bar{q}'$ ont été utilisés. Chacun d'entre eux compte environ 20000 événements. En moyenne 0.5 événements de biais minimum ont été superposés à chaque événement, selon une statistique de Poisson. La réponse du détecteur a ensuite été simulée en géométrie à plaques comme décrit dans le paragraphe 2.4 et finalement, les événements ont été reconstruits avec la version p13.05.00 du programme de reconstruction.

5.2 Déclenchement.

Le système de déclenchement a été décrit dans la partie 2.3.1. Des critères de déclenchement spécifiques à chaque canal d'analyse top ont dû être développés, ainsi que des déclenchements permettant de contrôler leur comportement. Les critères pour les deux canaux qui nous intéressent sont donnés dans la Table 5.1.

TAB. 5.1 – Critères de déclenchement pour chaque canal. Se référer au texte pour les explications.

Sélection (nom de la condition de déclenchement)	Niveau 1	Niveau 2	Niveau 3
$\mu + jets$ (MU_JT20_L2M0)	1μ, CJT(1,5)	1 μ medium	Jet(20)
$e + jets$ (EM15_2JT15)	CEM(1,10), CJT(2,5)	1 EM(0.85,1), 2 JT(10)	1Ele(SH,15), 2 Jet(15)

5.2.1 $\mu + jets$.

Le déclenchement requiert une tour de déclenchement de plus de 5 GeV ainsi qu'un muon au niveau 1. Les efficacités des différents termes de déclenchement ont été mesurées indépendamment. La méthode consiste à définir un lot de contrôle non biaisé vis-à-vis du terme de déclenchement étudié. Dans ce lot, les objets reconstruits hors-ligne sont sélectionnés et la fraction des événements pour lesquels le terme de déclenchement est vrai définit l'efficacité de déclenchement. Celle-ci est généralement fonction du p_T, du η, et du φ de l'objet reconstruit hors-ligne. Ainsi la courbe de la Fig. 5.1 de l'efficacité en fonction du p_T du jet reconstruit pour une tour de déclenchement de plus de 5 GeV au niveau 1 a été établie en se basant sur des événements déclenchés par des muons. L'efficacité du déclenchement de niveau 1 par les muons a été mesurée à l'aide d'un lot d'événements non biaisés obtenus par le calorimètre possédant un muon

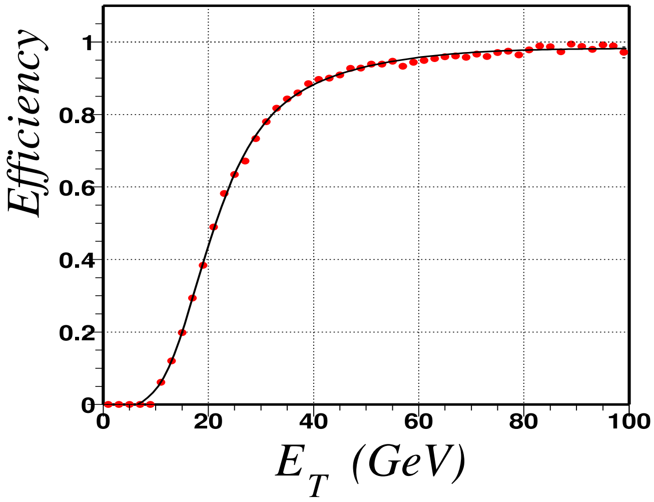


FIG. 5.1 – Efficacité du déclenchement d'une tour de 5 GeV en fonction de l'énergie transverse du jet reconstruit hors-ligne.

reconstruit hors-ligne dans le même octant que le muon déclencheur. Ceci permet de mesurer une efficacité par muon de :

$$\epsilon_\mu(L1) = 95.14 \pm 0.14\%$$

indépendante de l'impulsion transverse du muon, comme on le constate sur la Fig. 5.2-a. Au niveau 2, on demande uniquement la présence d'un muon, et l'efficacité de déclenchement individuelle du niveau 2 par rapport au niveau 1 est également indépendante de l'impulsion (Fig 5.2-b) et vaut :

$$\epsilon_\mu(L2) = 88.6 \pm 0.2\%,$$

soit une efficacité totale $\epsilon_\mu = 84.27 \pm 0.23\%$.

Enfin, au niveau 3, le déclenchement $\mu + jets$ requiert un jet de plus de 20 GeV. L'efficacité de ce filtre est déterminée à l'aide d'événements de contrôle. Deux niveaux de suppression de zéro différents ont été employés successivement pendant la prise des données utilisées pour cette analyse. Les deux courbes sont présentées sur la Fig. 5.3. Les deux périodes n'ont pas été distinguées dans l'analyse, et la valeur de l'efficacité est une moyenne des deux efficacités pondérée par la luminosité correspondant aux deux périodes.

Une fois ces efficacités individuelles de déclenchement déterminées en fonction des quantités reconstruites, on peut, en passant sur le lot d'événements simulés, en déduire l'efficacité sur le signal, toutes coupures d'analyses faites. Dans l'analyse $\mu + jets$ avec étiquetage par un μ, il y a deux muons dans l'état final, ainsi le terme d'efficacité de déclenchement pour les muons est : $1 - (1 - \epsilon_\mu)^2$. Au final, dans ce canal, l'efficacité de déclenchement est très bonne et vaut 97%.

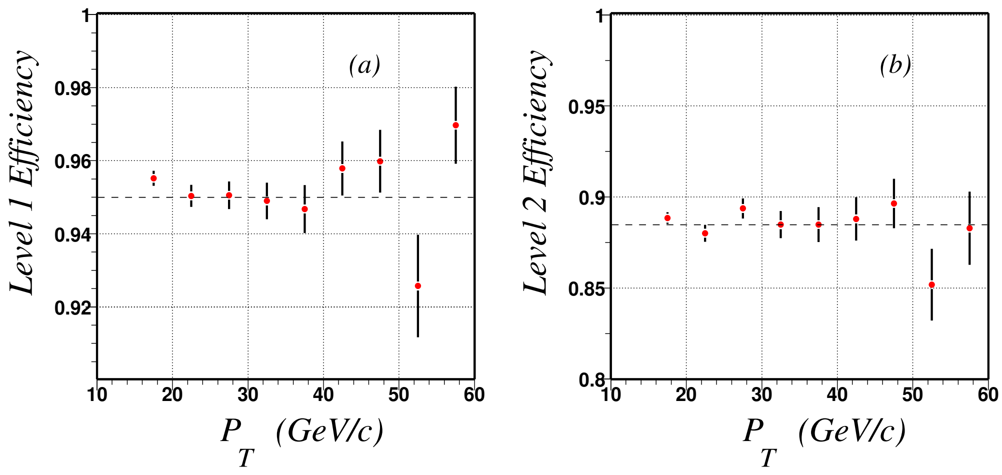


FIG. 5.2 – Efficacité du déclenchement par un muon en fonction du p_T reconstruit hors-ligne au niveau 1(a) et au niveau 2(b).

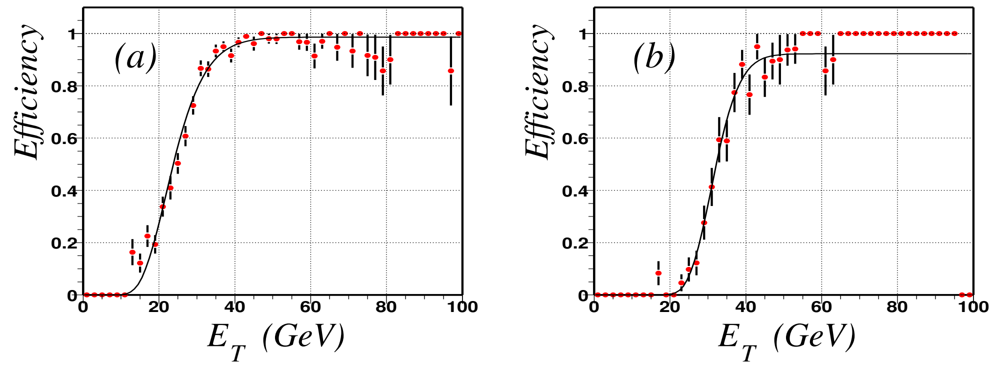


FIG. 5.3 – Efficacité du filtre de niveau 3 pour les jets de plus de 20 GeV pour des niveaux de suppression de zéro de 1.5 σ(a) et 2.5 σ(b) en fonction de l'énergie transverse du jet reconstruit hors-ligne.

5.2.2 $e + jets$.

Le déclenchement dans le canal $e + jets$ repose uniquement sur le calorimètre. Une tour de déclenchement avec plus de 10 GeV dans la section électromagnétique ainsi que deux tours de déclenchement au-delà de 5 GeV sont nécessaires pour passer le niveau 1 de déclenchement. Ces conditions sont en suite affinées : au niveau 2, l'électron doit avoir une fraction électromagnétique supérieure à 0.85 et les deux jets dépasser 10 GeV d'énergie transverse. Enfin, au niveau 3, l'électron doit satisfaire un critère sur la forme de la gerbe, et excéder 15 GeV en E_T. Les deux jets doivent également avoir $E_T > 15$ GeV. A chaque étape de la sélection, l'électron satisfait automatiquement les critères imposés aux jets. Comme cette sélection procède par affinages successifs, la

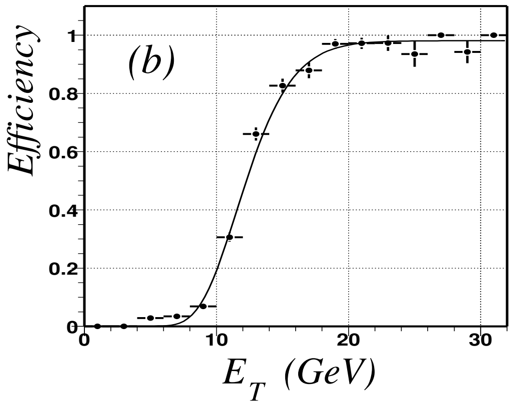


FIG. 5.4 – Efficacité du déclenchement d'un électron de 10 GeV en fonction de E_T reconstruit hors-ligne.

mesure des efficacités s'avère plus délicate. Par exemple, l'efficacité de déclenchement sur les électrons au niveau 1 a été mesurée à l'aide d'un lot non biaisé déclenché par des muons. La courbe d'efficacité en fonction de l'énergie transverse de l'électron reconstruit est représentée sur la Fig. 5.4. Le même lot a permis de mesurer l'efficacité du niveau 2 par rapport au niveau 1, en demandant que l'électron reconstruit au niveau 2 corresponde à celui reconstruit hors-ligne. Enfin, des événements de contrôle[2] ont permis de mesurer l'efficacité du niveau 3. Les efficacités combinées de toute la chaîne de déclenchement sont présentées sur la Fig. 5.5 en fonction de l'énergie transverse reconstruite. Au plateau, une efficacité globale de $88 \pm 2.5\%$ est obtenue pour l'électron et de $85.1 \pm 4.9\%$ par jet. Ensuite, on suppose que l'efficacité totale se factorise :

$$\epsilon_{t\bar{t}} = \epsilon_{EM}[1 - \Pi(1 - \epsilon_{jet})]$$

L'efficacité sur le signal, toutes coupures d'analyse faites, s'avère être $88 \pm 1 \pm 5\%$.

[2]Appelés événements mark and pass. Ce sont des événements enregistrés quelle que soit la décision du niveau 3.

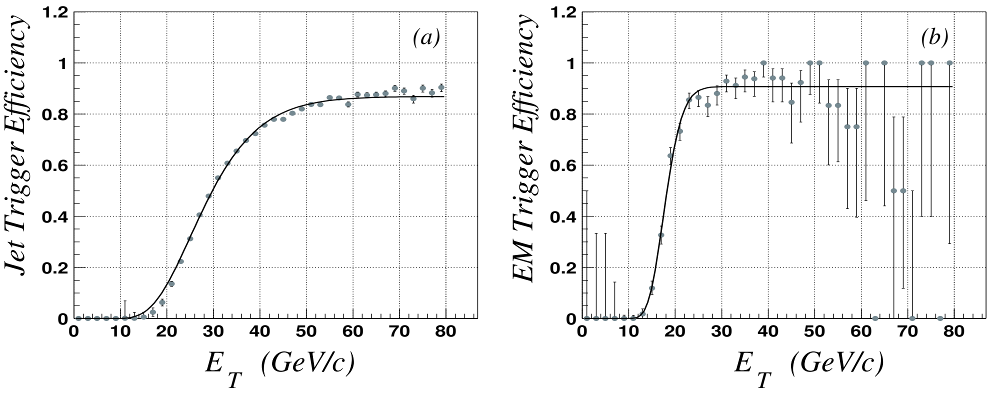


FIG. 5.5 – Efficacité totale de déclenchement en fonction de l'énergie transverse reconstruite pour le déclenchement sur les jets (a) et sur les électrons (b).

5.3 Analyse dans le canal $e + jets$ avec étiquetage par les muons.

5.3.1 Présélection des événements.

Du fait de la simplicité des critères d'identification des électrons, ce canal est dominé par le bruit de fond QCD. L'identification des électrons dans le calorimètre central est mieux comprise que dans les calorimètres avant. On se limite donc au calorimètre central ($|\eta_{det}|$<1.1). D'après la Fig. 1.15, ajouter les calorimètres avant n'apporterait qu'un gain faible. Les coupures de sélection sont résumées dans la Table 5.2 ainsi que leur efficacité sur le signal. On commence bien sûr par demander un électron énergique associé à une trace dans le calorimètre central et hors des zones mortes. L'effet de cette sélection est sévère pour deux raisons :

- l'acceptance limitée. Les électrons dans la région inter-cryostats ne sont pas reconstruits et les calorimètres avant ne sont pas inclus. Les zones mortes dans le calorimètre central représentent 10% de l'acceptance.
- l'efficacité d'association électron trace, de l'ordre de 80%.

Le veto sur un deuxième électron énergique vise à éliminer les événements à deux électrons tels que $\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ et $Z \rightarrow e^+e^-$. En outre, il permet d'éviter tout recouvrement avec l'analyse du canal di-électrons. Cette coupure n'a pratiquement pas d'effet sur le signal.

Pour sélectionner les événements $W \rightarrow e\nu$, une énergie transverse manquante d'au moins 20 GeV est requise. L'effet de cette coupure est modéré comme on peut le voir sur la Fig. 5.6 car l'énergie transverse manquante moyenne dans ces événements est élevée, de l'ordre de 45 GeV. L'$\not{E}_T$ a subi les corrections d'échelle d'énergie des jets, mais pas celles d'échelle d'énergie électromagnétique. De ce fait, on peut créer artificiellement de l'énergie manquante alignée avec l'électron. Pour cette raison, on demande :

$\Delta\varphi(e, \not{E}_T) > 0.5$, ce qui a un faible impact sur le signal (voir Fig. 5.7).

TAB. 5.2 – Etapes de la sélection $e + jets$ et efficacités associées dans les événements générés.

Electron central p_T>20 GeV/c associé à une trace	35%
Veto sur un deuxième électron	99%
$\not{E}_T$> 20 GeV	87%
$\Delta\varphi(e, \not{E}_T) > 0.5$	92%
$N_{jets} \geq 3$	67%
Coupures topologiques	70%
Efficacité totale	13%

Les coupures précédentes sélectionnent 2163 événements. Les distributions de la masse transverse du W en fonction de la multiplicité de jets sont représentées sur la Fig. 5.8.

5.3.2 Reconstruction du W.

Il est nécessaire de reconstruire le W, car ses caractéristiques interviennent dans le calcul d'une des variables topologiques. On le reconstruit à partir de ses produits de désintégrations : l'électron de plus de 20 GeV, et le neutrino. Les composantes du quadrivecteur de l'électron sont mesurées. L'énergie transverse manquante fournit les composantes transverses de l'impulsion du neutrino. La composante longitudinale de l'impulsion du neutrino est obtenue en écrivant que le carré scalaire de la somme des quadrivecteurs de l'électron et du neutrino est égale à la masse du W. Cette condition donne une équation du second degré. Entre les deux solutions, on choisit l'impulsion longitudinale la plus faible en valeur absolue.

5.3.3 Sélection des événements.

Sauf mention contraire, dans la suite, seuls les jets de plus de 20 GeV et $|\eta| < 2$ sont considérés. La Fig. 5.9 montre une multiplicité élevée dans les événements $t\bar{t}$ et les événements avec au moins 3 jets sont sélectionnés.

L'histogramme des multiplicités pour les événements sélectionnés est représenté sur la Fig. 5.10. Le nombre d'événements décroît logiquement avec la multiplicité de jets. Il y a moins d'événements avec une multiplicité zéro qu'avec une multiplicité un, à cause du biais introduit par le déclenchement qui requiert deux tours de plus de 5 GeV. Soixante-cinq événements présentent une multiplicité de jets supérieure ou égale à 3.

A ce stade, le bruit de fond est encore élevé, et il est nécessaire d'appliquer des coupures topologiques. Deux variables, définies à partir de tous les jets de plus de 15 GeV ayant $|\eta| < 2$, ainsi que du W reconstruit sont utilisées :

– H_T, la somme scalaire des énergies transverses de tous les jets.

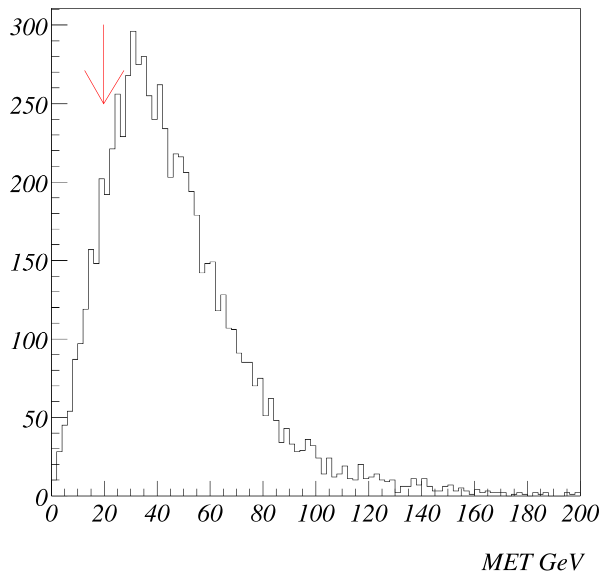


FIG. 5.6 – Distribution de $\not{E}_T$ dans les événements $t\bar{t}$ pour les événements avec un électron énergique.

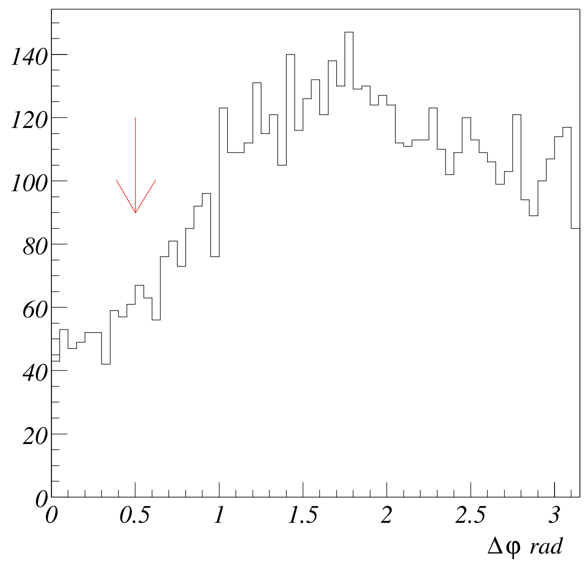


FIG. 5.7 – $\Delta\varphi(e, \not{E}_T)$ dans les événements $t\bar{t}$.

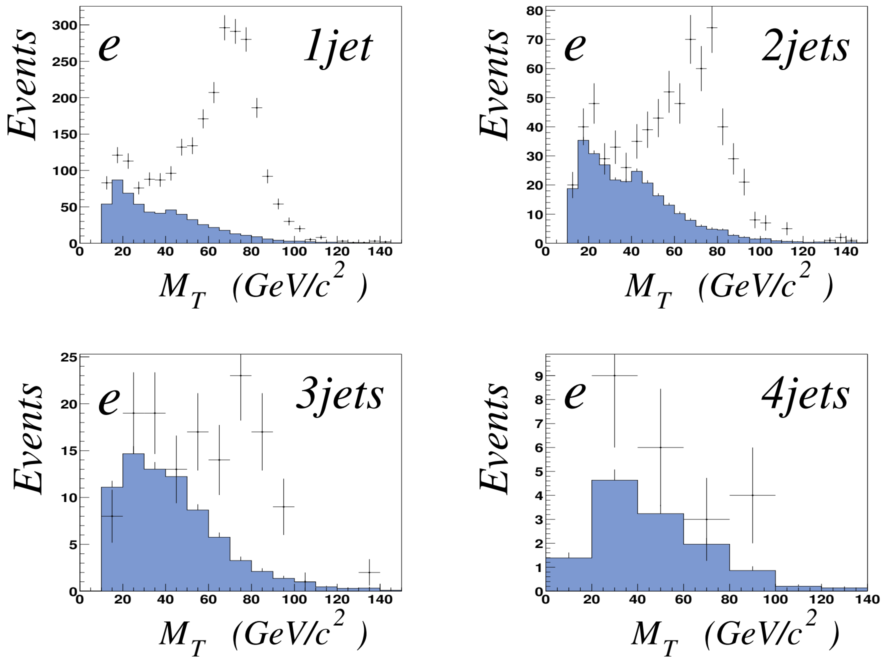


FIG. 5.8 – Distributions de la masse transverse pour les multiplicités $\geq 1, \geq 2, \geq 3, \geq 4$. Les points sont les nombres d'événements observés, les histogrammes représentent la contribution du bruit de fond QCD.

– l'aplanarité, notée $\mathcal{A}$ définie comme 3/2 fois la plus petite valeur propre du tenseur normalisé des moments :

$$\mathcal{M}_{ij} = \frac{\Sigma_o p_i^o p_j^o}{\Sigma_o |\vec{p^o}|^2}$$

où $\vec{p^o}$ est le vecteur dans l'espace de l'objet o, i et j sont les indices des coordonnées spatiales dans le référentiel du laboratoire. La somme est effectuée sur tous les jets et sur le W.

Des grandes valeurs de $\mathcal{A}$ indiquent un événement dont la topologie est sphérique. Au contraire, un événement plan tend à avoir une aplanarité faible, voire nulle pour un événement qui serait parfaitement plan. Les événements $t\bar{t}$ sont très symétriques comme toutes les désintégrations d'objets lourds, en revanche les événements QCD et W+jets sont plus plans, principalement parce que les jets dans ces événements proviennent des radiations de gluons.

Les coupures topologiques suivantes ont été optimisées au Run I [59] :

$$\mathcal{A} > 0.04 \text{ ET } \mathrm{H_T} > 110 \text{ GeV}$$

Les Fig. 5.11 et 5.12 montrent leur effet dans la simulation et sur les événements sélectionnés respectivement. Parmi ces derniers, 23 passent les coupures topologiques.

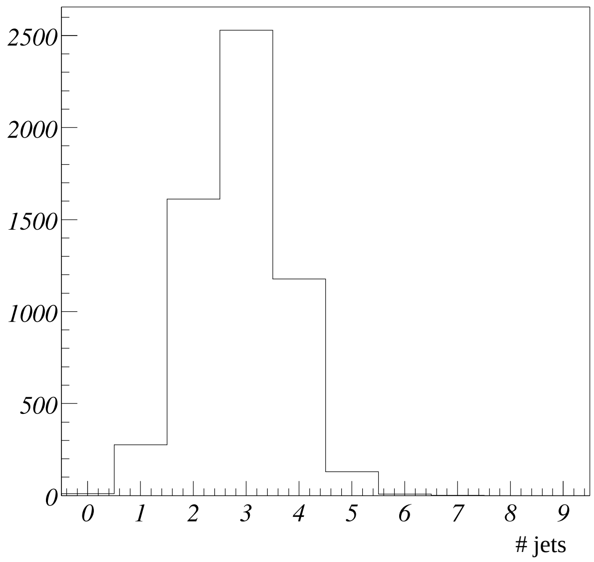


FIG. 5.9 – Multiplicité de jets dans les événements $t\bar{t}$.

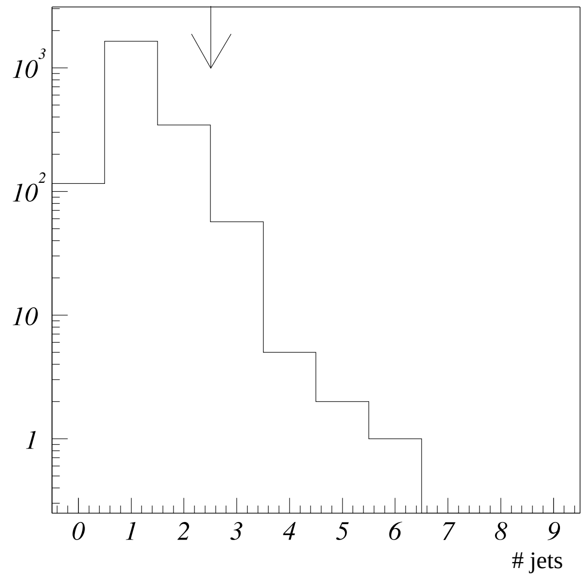


FIG. 5.10 – Multiplicité de jets pour les événements présélectionnés. L'échelle verticale est logarithmique.

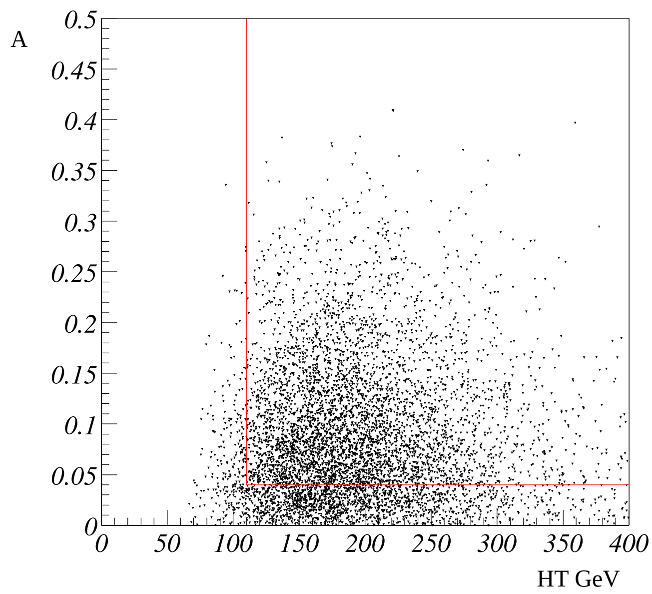


FIG. 5.11 – Aplanarité en fonction de H_T pour les événements $t\bar{t}$.

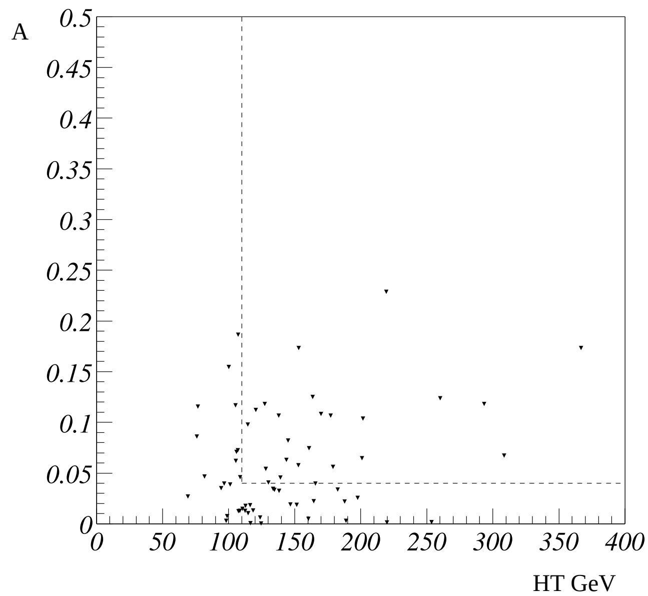


FIG. 5.12 – Aplanarité en fonction de H_T pour les événements de multiplicité supérieure ou égale à 3.

5.3.4 Etiquetage par les muons dans les jets.

L'étiquetage de saveur lourde par les muons dans les jets s'avère relativement simple. Les muons de saveurs lourdes sont particulièrement durs et centraux (Fig. 5.13). L'impulsion transverse moyenne des muons *directs* issus des désintégrations b $\rightarrow$ eX est d'environ 12 GeV/c. L'impulsion des muons de cascade, obtenus lors des désintégrations en *cascade* b $\rightarrow$ c $\rightarrow$ eX est en moyenne de 5 GeV/c (Fig. 5.14). Elle est telle que l'on peut envisager d'étiqueter les muons de cascade. En effet, ainsi qu'on le verra, le niveau de bruit de fond est si bas qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser de coupure cinématique.

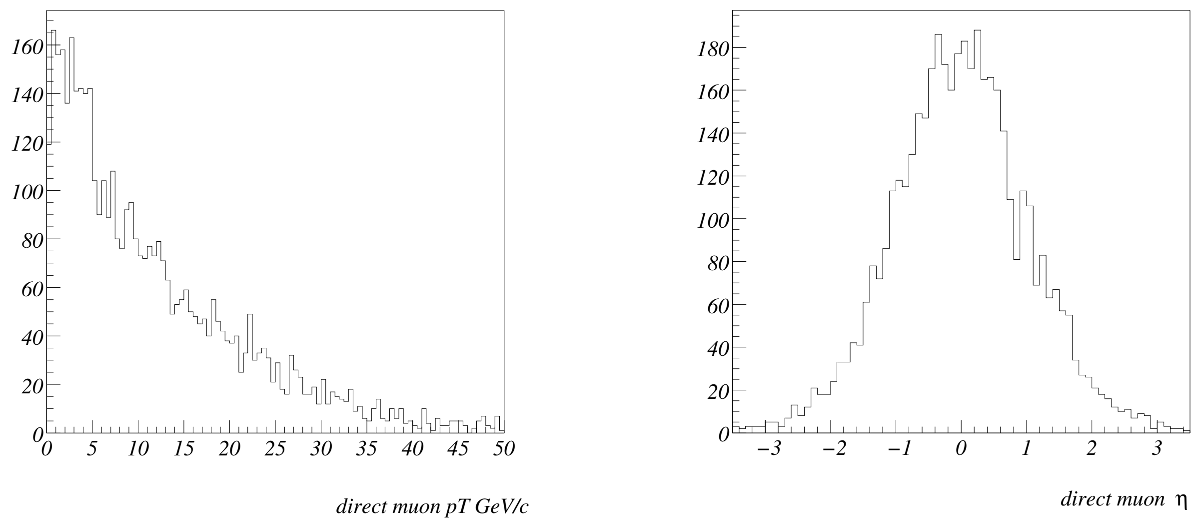


FIG. 5.13 – Spectres de l'énergie transverse (à gauche) et de η (à droite) des muons directs de b dans les événements $t\bar{t}$.

Tous les muons de plus de 4 GeV/c d'énergie transverse dans l'acceptance $|\eta|<2$ sont considérés. La coupure en p_T nuit peu à l'efficacité, car un muon doit avoir une énergie au moins égale à 3 GeV/c pour traverser le toroïde. Un jet est étiqueté s'il a au moins un muon à proximité : $\Delta R<0.5$. La distance, ΔR entre un muon de b direct reconstruit et le jet le plus proche est tracée sur la Fig. 5.15. L'efficacité relative de cette sélection sur les événements $t\bar{t}$ sélectionnés est de 14.8%. La répartition entre les différents types de muons est la suivante : 57% pour les muons directs, 36% pour les cascades, et 7% pour les muons issus des désintégrations de quark c provenant d'un W.

Deux événements sont sélectionnés dans les données, $N_{cand} = 2$. Tous deux ont quatre jets. Leur caractéristiques sont présentées dans les Tables 5.3 et 5.4. Une vue transverse de ce qui apparaît comme un superbe candidat est présentée sur la Fig. 5.16. Sur cette figure, les tours du calorimètre sont représentées. L'énergie électromagnétique apparaît en rouge, et l'énergie hadronique en bleu. L'électron est énergique et isolé. On

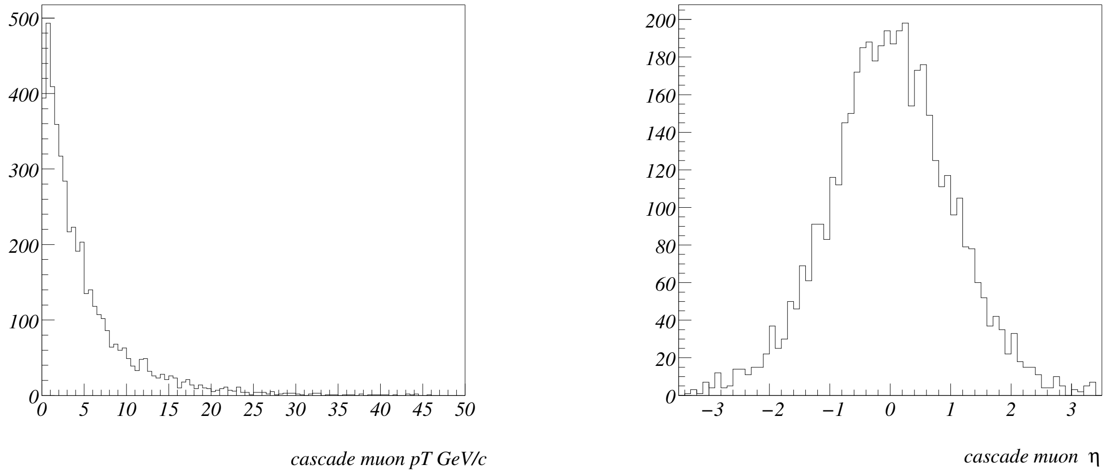


FIG. 5.14 – Spectres de l'énergie transverse (à gauche) et de η (à droite) des muons de cascade dans les événements $t\bar{t}$.

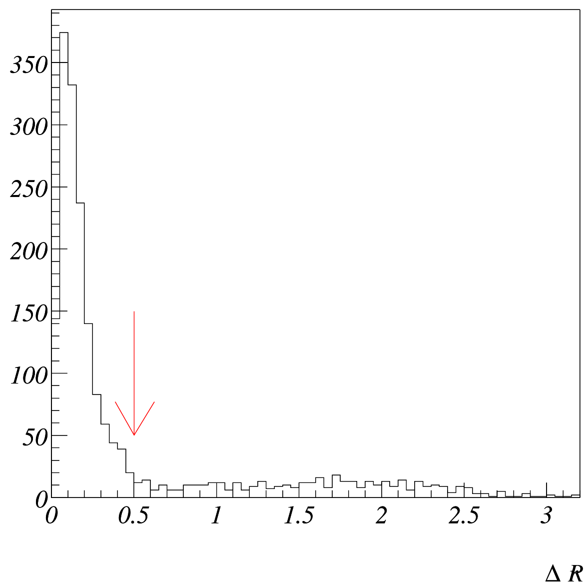


FIG. 5.15 – Distance, ΔR entre le muon de b direct reconstruit et le jet le plus proche.

constate que trois traces lui sont associées. Une de ces traces a une impulsion transverse de 79 GeV/c. Les deux autres pointent dans la même direction. Leur impulsion transverse est plus faible, de l'ordre de 7 GeV/c, et elles sont de signes opposés. Il est donc vraisemblable qu'il s'agisse d'une paire convertie à la suite d'un Bremsstrahlung. Quatre jets de plus de 20 GeV ont été reconstruits. Le jet de 58 GeVest étiqueté par un muon de 36 GeV/c associé à une trace 3D. Un deuxième jet est étiqueté par un muon d'à peine 4 GeV, qui est associé à une trace 2D. L'énergie transverse manquante de cet événement est élevée : 41 GeV, et elle n'est pas alignée avec un jet. L'événement présente, en outre, une forte aplanarité et une grande valeur de H_T.

TAB. 5.3 – Run : 167010 Evénement : 846729

	E_T	η	φ	
Electron	67.4	-0.8	2.9	Iso=0.02 Hmx=6.7
Jets	150.8	-0.1	0.1	étiqueté
	80.7	0.0	3.8	
	33.9	1.0	1.0	
	33.1	0.5	2.9	
$\not{E}_T$	22.3		4.6	
Muon	5.3	-0.2	0.3	
H_T				298.5
$\mathcal{A}$				0.07

TAB. 5.4 – Run : 168562 Evénement : 3591065

	E_T	η	φ	
Electron	61.3	-0.6	0.2	Iso=0.0 Hmx=7.5
Jets	66.6	0.4	6.1	
	58.4	0.7	3.4	étiqueté(1)
	41.1	0.9	1.4	étiqueté(3)
	40.8	1.0	4.4	étiqueté(2)
$\not{E}_T$	41.1		1.9	
Muons	36.2	0.6	3.4	(1)
	4.0	1.4	4.2	(2)
H_T				207.0
$\mathcal{A}$				0.22

5.3.5 Détermination du bruit de fond QCD.

Le bruit de fond QCD dans le canal $e + jets$ provient de jets qui ont été identifiés à tort comme des électrons ou bien d'événements Compton QCD. Ce bruit de fond

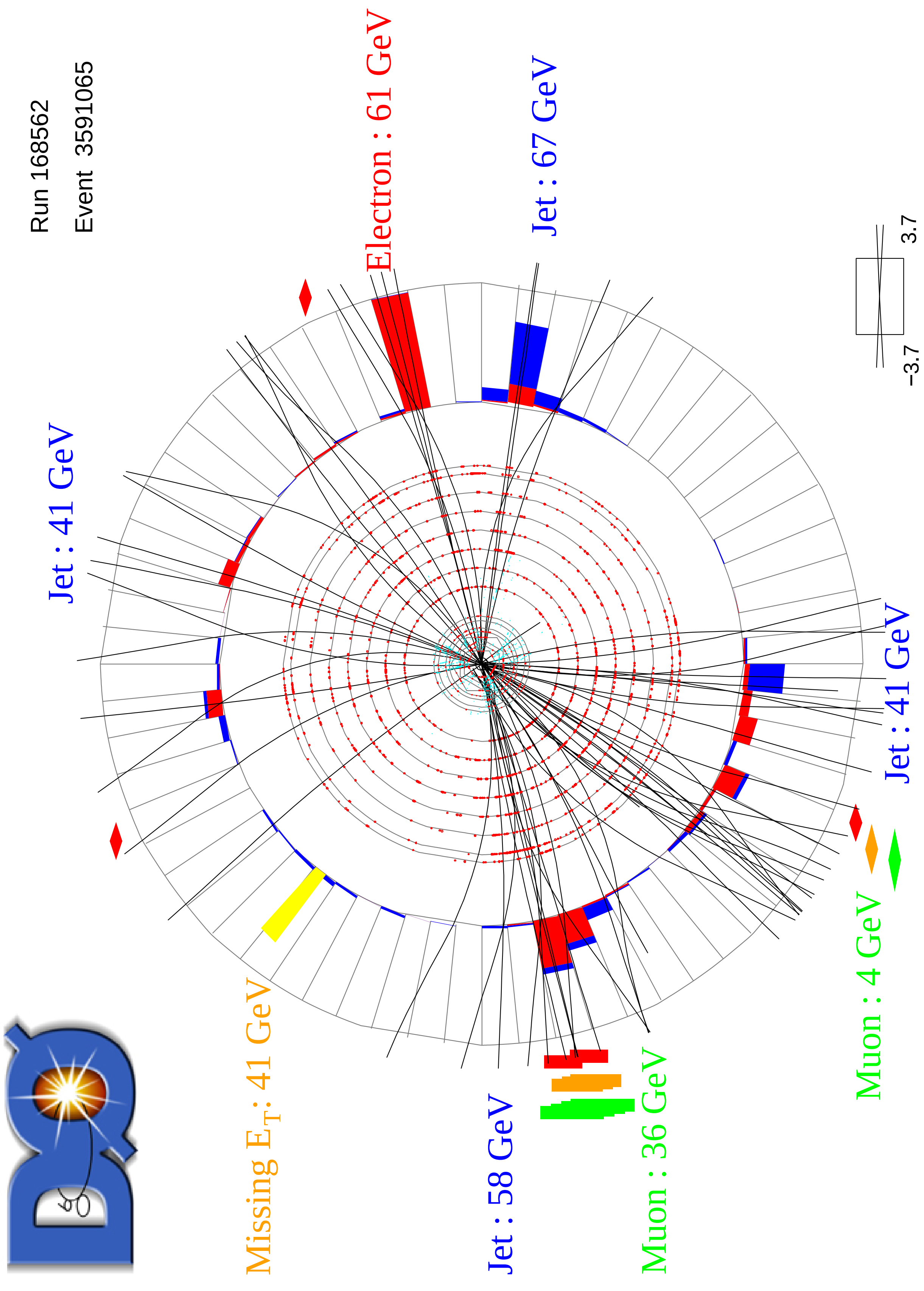


FIG. 5.16 – Vue transverse d'un candidat $t\bar{t}$ dans le canal $e + jets$.

est estimé à l'aide de la méthode dite de la matrice. Comme cette méthode va être utilisée plusieurs fois, elle est décrite ci-dessous avec des notations générales. Le lot que l'on a isolé est supposé enrichi en vrais électrons. On appelle N^t (avec t pour "tight") le nombre d'événements dans ce lot. On constitue un deuxième lot enrichi en faux électrons, en retirant simplement la condition d'association de l'électron avec une trace, qui contient N^l événements (l pour "loose"). Ce deuxième lot est constitué de N^{fond} événements de bruit de fond et de N^{sig} événements de signal. On note ϵ_{sig} la probabilité qu'un véritable électron soit associé à une trace et ϵ_{QCD} la probabilité qu'un faux électron soit associé à une trace. On obtient alors le système de deux équations à deux inconnues suivant :

$$N^l = N^{sig} + N^{fond}$$

$$N^t = \epsilon_{sig} N^{sig} + \epsilon_{QCD} N^{fond}$$

dont la solution est :

$$N^{sig} = \frac{N^t - \epsilon_{QCD} N^l}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}}$$

$$N^{fond} = \frac{\epsilon_{sig} N^l - N^t}{\epsilon_{sig} - \epsilon_{QCD}}$$

En général, c'est le nombre d'événements de fond dans le lot d'analyse qui importe, soit $N_{QCD} = \epsilon_{QCD} N^{fond}$.
Dans le cas présent, ϵ_{QCD} est mesuré dans un lot enrichi en bruit de fond en demandant $\not{E}_T < 10$ GeV, et montre, à l'intérieur des barres d'erreurs statistiques, peu de dépendance avec la multiplicité de jets, comme on peut le constater sur la Fig. 5.17.

Les valeurs suivantes sont utilisées :
- $\epsilon_{QCD} = 0.0301 \pm 0.0024$
- $\epsilon_{sig} = 0.782 \pm 0.034$ (avec une faible dépendance sur la multiplicité de jets)

où ϵ_{sig} a été mesuré grâce à des événements $Z \to e^+e^-$.

Le lot enrichi en faux-électrons compte 9 événements, ce qui donne une contribution du fond QCD de : $N_{QCD}^{tag} = 0.20 \pm 0.09$. Dans cette égalité ainsi que dans celles qui suivront, l'exposant "tag" signifie que la quantité se rapporte à un nombre dans un lot étiqueté.

5.3.6 Détermination du bruit de fond W+jets.

Pour estimer ce bruit de fond, il faut calculer la probabilité d'étiqueter un événement W+jets. Un tel événement est étiqueté soit parce que l'un des jets provient de l'hadronisation d'une saveur lourde, soit parce qu'un hadron s'est désintégré en vol en donnant un muon.

Il faut commencer par calculer le nombre d'événements W+jets qui survivent jusqu'à l'étape de l'étiquetage. On rappelle que 23 événements sont sélectionnés à ce stade. Il est possible, à l'aide de la méthode de la matrice de calculer la proportion d'événements QCD dans cet échantillon. Sachant que, si l'association électron-trace n'est pas imposée, l'échantillon équivalent contient 459 événements, on déduit que

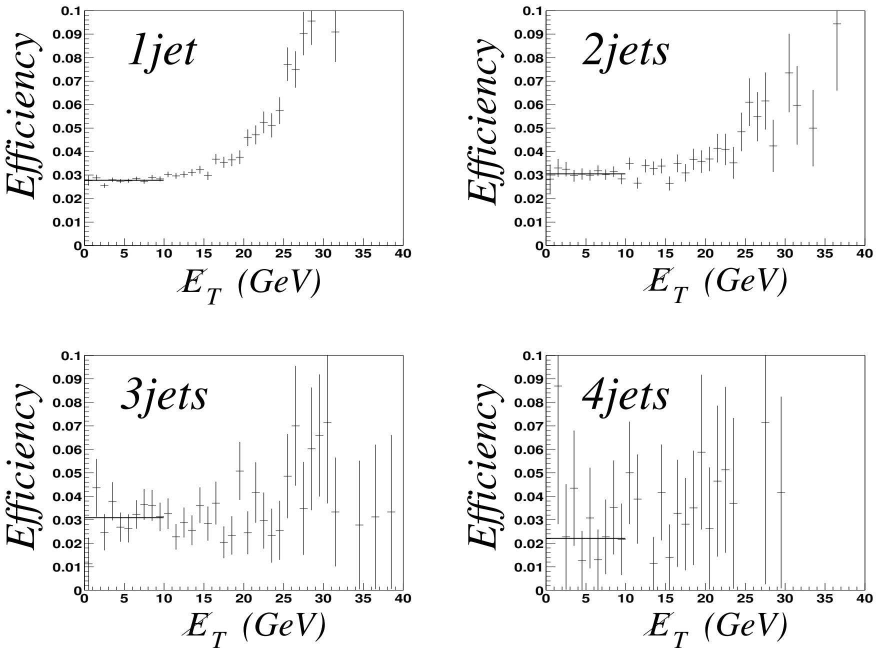


FIG. 5.17 – ϵ_{QCD} en fonction de $\not{E}_T$ pour plusieurs multiplicités de jets.

13.4 ± 1.3 parmi les 23 événements sont du bruit de fond QCD. Les autres événements sont d'une part des W+jets, et d'autre part des tops, pour cette raison, on note $N_{W+top} = 9.6 \pm 1.3$.

Une probabilité d'étiquetage par jet fonction de p_T, η, φ du jet est construite à l'aide d'un lot d'événements QCD contenant au moins 4 jets de plus de 20 GeV. Le contenu en saveur lourde de ce type d'événements est supposé semblable à celui d'événements W+ ≥ 3 jets. En effet, dans les deux cas, les jets proviennent essentiellement de radiations de gluons durs. De plus, la probabilité de désintégration en vol, et la proportion de hadrons identifiés comme des muons doivent être semblables dans ces deux échantillons. L'étude d'un lot de jets QCD énergiques simulés montre qu'environ la moitié des muons reconstruits proviennent de désintégration en vol. Cette proportion dépend peu de l'énergie transverse du jet. La présence de hadrons identifiés à tort comme des muons est évaluée à quelques pourcents.

Une erreur de 20% est assignée à la fonction de probabilité obtenue, en se fondant sur une étude [61] menée avec `ALPGEN` [62] du contenu en saveurs lourdes des événements W+jets, en fonction de la multiplicité de jets. `ALPGEN` est un générateur spécialisé dans la simulation des événements multipartons durs dans les collisions hadroniques. Il utilise un élément de matrice calculé de façon exacte pour le processus mentionné et prend correctement en compte la masse des quarks lourds.

La dépendance vis-à-vis de p_T, η, φ du jet de cette fonction de probabilité est visible sur la Fig. 5.18. On peut constater que la probabilité d'étiqueter un jet est très faible, au niveau de 0.5%. Cette fonction croît avec l'énergie transverse du jet, car la probabilité d'avoir une trace de $p_T > 4\,\mathrm{GeV}/c$ associée au jet augmente. Les supports

TAB. 5.5 – Contenu en saveurs lourdes des événements W+jets.

Contribution	W+1j	W+2j	W+3j	W+ $\geq$ 4j
W+1c-jet (de Wc X)	3.55%	6.34%	7.12%	6.99%
W+1c-jet (de Wcc X)	0.14%	0.63%	1.00%	1.24%
W+1b-jet	0.25%	0.99%	1.02%	1.59%
W+2c-jets	0	0.80%	1.46%	2.73%
W+2b-jets	0	0.51%	0.96%	1.32%
W+uds-jets	96.07%	90.74%	88.44%	86.13%

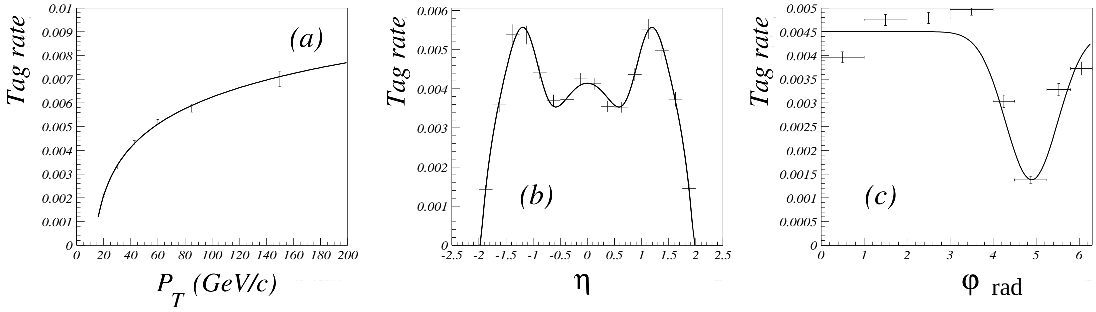


FIG. 5.18 – Fonction de probabilité d'étiquetage en fonction du p_T (a), η(b), φ(c) du jet.

du calorimètre central apparaissent clairement dans la dépendance en φ de la fonction. La dépendance de la probabilité d'étiquetage en fonction de l'isolation du muon n'a pas été étudiée.

Cette fonction de probabilité est appliquée aux jets des 23 événements de multiplicités ≥ 3 dont l'électron est associé à une trace, c'est-à-dire dans lequel toutes les coupures d'analyse, à l'exception de l'étiquetage, sont appliquées. On en déduit une probabilité d'étiquetage par événement de : 0.0157 ± 0.003.

Ainsi, le nombre d'événements W+top étiquetés est $N^{tag}_{W+top} = 0.15 \pm 0.04$.

5.3.7 Calcul du bruit de fond total.

Comme on l'a fait remarquer, l'échantillon W+top, avant et après étiquetage, contient à la fois des événements W+jets et des événements $t\bar{t}$, au nombre de N_{top}. Ainsi, une probabilité d'étiquetage correspondant à un lot multijets a été appliquée à des événements top, ce qui a conduit à surestimer le bruit de fond de la quantité $k_{top}N_{top}$, où k_{top} est le rapport des probabilités d'étiquetage par événement dans les événements W+jets et dans les événements $t\bar{t}$, donc $k_{top} = 0.0157/0.148$. Ce rapport est suffisamment différent de 1 pour permettre de distinguer les deux contributions. Le nombre d'événements $t\bar{t}$ est donné par :

$$N_{top} = N_{cand} - N^{tag}_{QCD} - (N^{tag}_{W+top} - k_{top}N_{top})$$

N_{top} étant déterminé de cette façon, le bruit de fond total est : $N_{bkg} = 0.16 \pm 0.10$

5.4 Analyse dans le canal $\mu + jets$ avec étiquetage par les muons.

5.4.1 Sélection.

Les étapes de la présélection des événements sont détaillées dans la Table 5.6. La source du bruit de fond QCD dans ce canal est très différente de celle du canal $e + jets$. Ici, ce sont des jets de saveurs lourdes subissant une désintégration semi-leptonique en muon qui sont la principale source de bruit de fond QCD. En effet, si le jet n'est pas reconstruit, soit parce qu'il n'a pas un p_T suffisant, soit parce qu'il est dans une zone moins sensible, le muon apparaît isolé. On comprend donc que c'est cette notion d'isolation qui joue un rôle déterminant dans la purification du lot, de la même façon que l'association avec une trace dans le canal $e + jets$. Cette notion d'isolation doit donc être précisée. Un muon est dit "faiblement" isolé s'il est distant d'une valeur de ΔR supérieure à 0.5 d'un jet calorimétrique. Il sera dit isolé s'il vérifie les deux autres critères évoqués dans le paragraphe 2.3.3.1 à savoir :

– la condition de halo
– l'isolation par rapport aux traces

Par définition, dans les événements que l'on cherche à sélectionner, c'est-à-dire du type $\mu + jets$ avec étiquetage par les muons, il y a au moins deux muons dans l'état final, et il faut donc choisir lequel d'entre-eux provient du W. Celui-ci est choisi comme celui de plus grand p_T parmi les muons faiblement isolés. C'est ce muon qui sert à la reconstruction du W, de façon semblable à ce qui est fait dans le canal $e + jets$.

TAB. 5.6 – Etapes de la sélection $\mu + jets$ et efficacités associées dans les événements générés.

Muon p_T>20 GeV/c $\lvert\eta\rvert < 2$ isolé	41%
$\not{E}_T$> 20 GeV	89%
$N_{jets} \geq 3$	71%
Coupures topologiques	70%
Efficacité totale	18%

La distribution de l'énergie transverse manquante (voir Fig 5.19-gauche) a une allure similaire à celle du canal électron, et une coupure à 20 GeV préserve 89% du signal. Dans les données, 2945 événements sont retenus à la suite de cette coupure. Les spectres de la masse transverse du W pour les différentes multiplicités de jets sont visibles sur la Fig. 5.20.

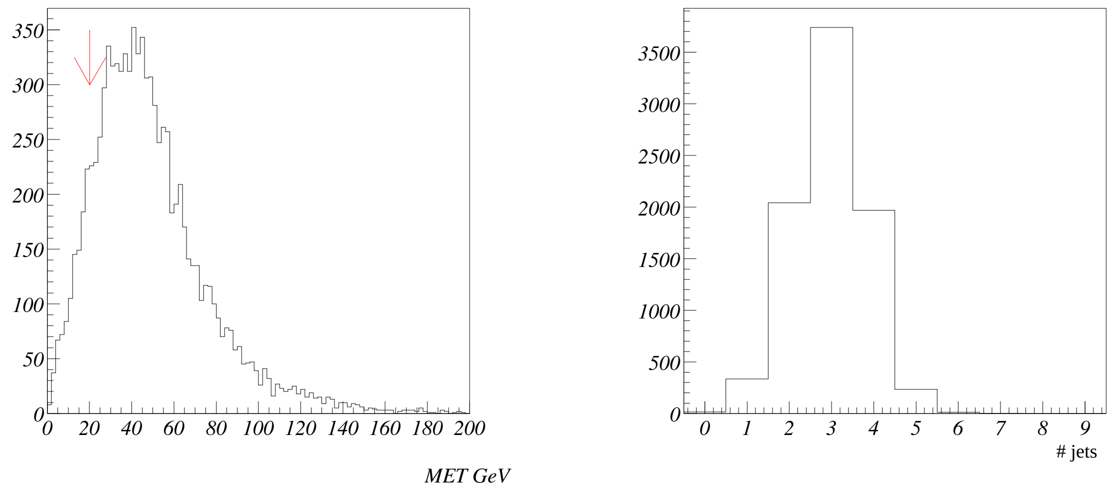


FIG. 5.19 – Distribution de $\not{E}_T$ dans les événements $t\bar{t}$ pour les événements avec un muon isolé (à gauche) et multiplicité de jets pour les événements sélectionnés.

Une multiplicité de jets supérieure ou égale à trois est requise, comme dans le canal $e + jets$. L'efficacité de cette coupure est de 71% dans le Monte-Carlo (voir Fig. 5.19-droite) et sélectionne 70 événements(voir Fig. 5.21).

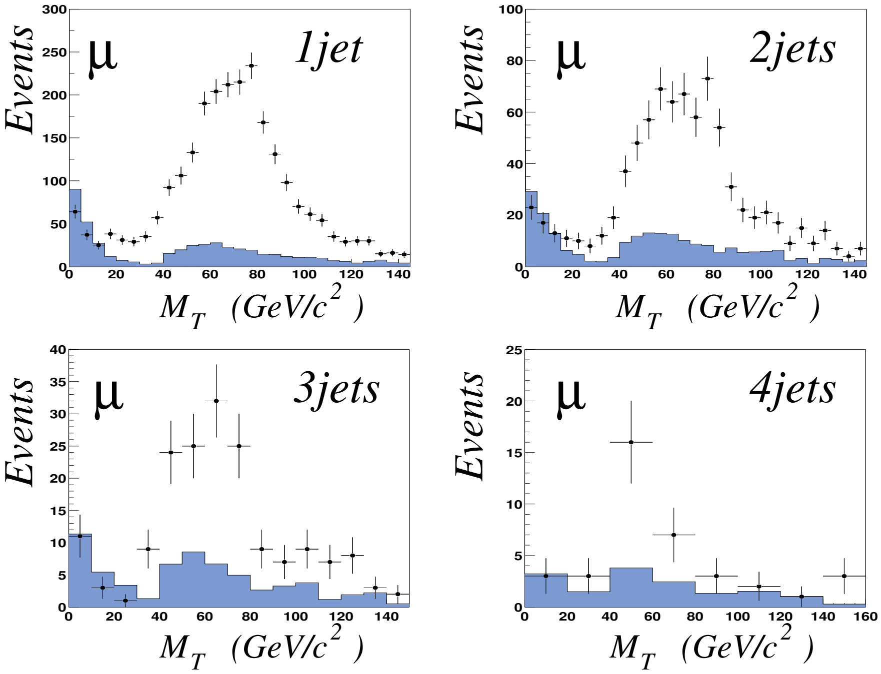


FIG. 5.20 – Distributions de la masse transverse pour les multiplicités $\geq 1, \geq 2, \geq 3, \geq 4$. Les points sont le nombre d'événements observés, les histogrammes représentent la contribution du bruit de fond.

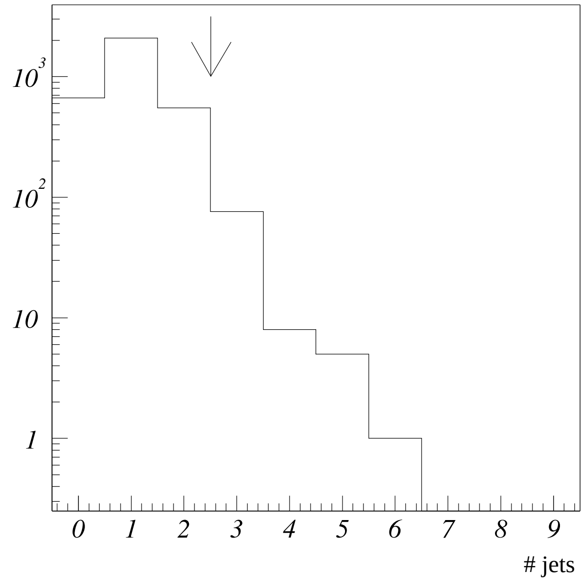


FIG. 5.21 – Multiplicité de jets pour les événements présélectionnés. L'échelle verticale est logarithmique.

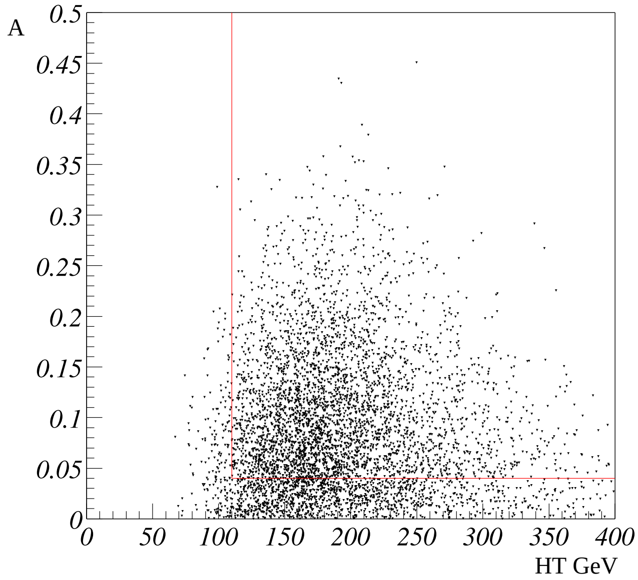


FIG. 5.22 – Aplanarité en fonction de H_T pour les événements $t\bar{t}$.

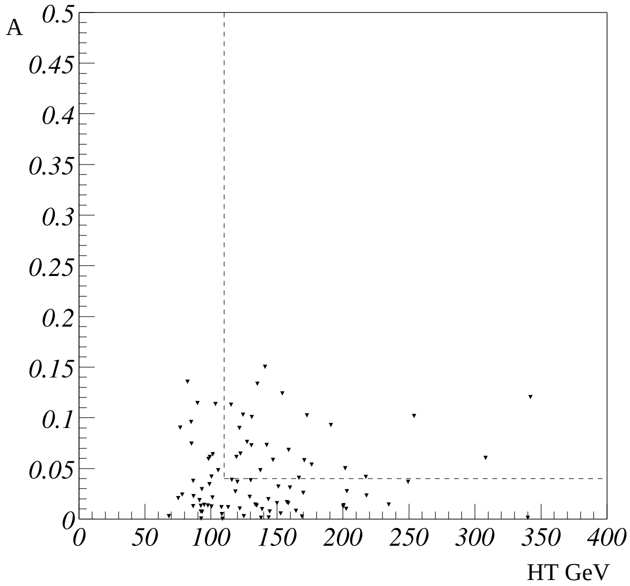


FIG. 5.23 – Aplanarité en fonction de H_T pour les événements de multiplicité supérieure ou égale à 3.

L'efficacité des coupures topologiques, 70%, est identique à celle dans le canal $e + jets$, les Fig 5.22 et 5.11 sont d'ailleurs semblables. Le nombre d'événements sélectionnés est également proche : 22 contre 23 précédemment.

L'étiquetage par les muons est mené comme dans le paragraphe 5.3.4, l'efficacité est comme on pouvait s'y attendre comparable à celle dans le canal $e + jets$ et vaut 15.3%. Aucun événement n'est sélectionné dans ce canal : $N_{cand} = 0$.

5.4.2 Calcul des bruits de fond.

Comme dans le canal $e + jets$, la probabilité d'identifier à tort un muon isolé est mesurée dans un échantillon présentant peu d'énergie transverse manquante :

- $\not{E}_T$<15 GeV
- $\not{E}_{TCAL}$ < 25 GeV
- 15 GeV/c< p_T^μ < 25 GeV/c

Pour une multiplicité de jets ≥ 3, la probabilité d'identifier comme isolé un muon "faiblement" isolé est : $\epsilon_{QCD} = 0.18 \pm 0.03$.
L'efficacité sur le signal est déterminée à l'aide d'événements Z $\to \mu^+\mu^-$ et la dépendance en fonction de la multiplicité de jets a été vérifiée sur des événements W $\to \mu\nu$ + jets. Pour au moins 3 jets dans l'événement, on a $\epsilon_{sig} = 0.89 \pm 0.01$.

Comme précédemment, on commence par déterminer le bruit de fond QCD dans l'échantillon final étiqueté. Le nombre d'événements avec un muon isolé est nul, alors que 2 événements ont un muon faiblement isolé. L'utilisation de la méthode de la matrice donne par conséquent :

$$N_{QCD}^{tag} = 0.45 \pm 0.33$$

Le fond W+jets est déduit de l'échantillon non étiqueté, qui contient 64 événements avec un muon faiblement isolé. Dans 22 d'entre eux, le muon passe tous les critères d'isolation. Après soustraction du fond QCD, on trouve donc que le nombre d'événements W+top non étiquetés est 13.1 ± 2.4. La probabilité d'étiquetage par événement est recalculée dans ce lot, et s'avère proche de celle utilisée dans le canal $e + jets$. Une probabilité de 0.0163 ± 0.003 est trouvée.
Ainsi, la contribution des événements W+top dans le lot étiqueté est :

$$N_{W+top}^{tag} = 0.21 \pm 0.06$$

Le calcul du bruit de fond total s'effectue comme dans le canal $e + jets$, et la valeur du coefficient k_{top} qui vaut cette fois-ci 0.0163/0.153 est très proche de celle utilisée alors. On en déduit que le bruit de fond total dans ce canal est : $N_{bkg} = 0.74 \pm 0.39$.

5.5 Combinaison des canaux leptons+jets avec étiquetage par les muons.

On observe deux événements sur un fond de 0.90 ± 0.39. Dans le calcul de l'erreur sur ce bruit de fond, la corrélation entre les estimations de fond dans les deux canaux

$e + jets$ et $\mu + jets$, due à l'utilisation des mêmes fonctions de probabilité d'étiquetage, a été prise en compte. La statistique limitée fait que le niveau de signification du signal est faible : la probabilité que les deux événements observés correspondent à une fluctuation du fond est d'environ 23%. Il sera vu ultérieurement que la combinaison de l'ensemble des canaux étudiés résulte en un excès de 3σ.

Le nombre d'événements de signal observés, 1.1 ± 0.4, est à comparer à un nombre attendu de 1.3 ± 0.4 pour une section efficace de 7 pb, obtenu de la manière suivante.

La luminosité intégrée est de $40\,\mathrm{pb}^{-1}$ et le rapport d'embranchement leptonique du W est de 0.147 par saveur de lepton. Les efficacités de déclenchement de 0.88 et 0.97 ont été déterminées dans les paragraphes 5.2.2 et 5.2.1 dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ respectivement. Les efficacités de sélection : $0.13(e + jets)$ et $0.18(\mu + jets)$ ont été déterminées dans les paragraphes 5.3.3 et 5.4.1. Enfin, il a été vérifié qu'une même efficacité d'étiquetage de 15% est obtenue dans les deux canaux.

Un facteur 0.75 ± 0.20 est attribué pour l'efficacité de reconstruction dans les données par rapport au Monte-Carlo. Ce facteur tient compte essentiellement de l'inefficacité de la reconstruction de traces, et de l'erreur systématique sur les corrections d'échelle d'énergie des jets. En effet, en faisant passer un jet au-dessus ou en-dessous du seuil de 20 GeV, ces corrections ont un impact sur la multiplicité de jets.

L'évaluation des erreurs systématiques autres que celles spécifiquement liées à l'étiquetage par les muons sera présentée dans la section 5.7.1.

5.6 Analyse préliminaire dans les canaux *lepton + jets* avec étiquetage par les électrons.

Une grande partie de l'analyse avec étiquetage par les électrons est commune avec l'analyse précédente. En effet, l'identification des saveurs lourdes à l'aide des leptons dans les jets intervient en dernière étape. Afin d'éviter un recouvrement avec l'analyse précédente, un veto sur la présence d'un muon dans un jet est effectué dans les deux canaux. Enfin, le veto sur le deuxième électron dans le canal $e + jets$, qui aurait pu être une source d'inefficacité, a été supprimé. Les efficacités des étapes de sélection dans les deux canaux sont données dans la Table 5.7.

5.6.1 Identification des électrons de saveurs lourdes dans les désintégrations de top.

Comme il l'a été vu dans le paragraphe 1.3.3, les jets de b issus des désintégrations de quark top sont particulièrement durs et centraux. De même que pour les muons, la dureté des jets de b entraîne que les électrons issus des désintégrations semi-leptoniques ont une grande impulsion transverse et sont également centraux. Les distributions de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité des électrons directs et de cascade sont similaires aux Fig. 5.13 et 5.14. Dans toute cette étude, l'identification des électrons dans les jets n'est effectuée que dans le calorimètre central ($|\eta_{det}| < 1$). D'après la Fig. 5.13-droite, le gain apporté par l'ajout des calorimètres avant serait faible. Une énergie transverse supérieure à $4\,\mathrm{GeV}/c$ est requise pour les candidats électrons.

TAB. 5.7 – Etapes de la sélection $e + jets$ (en haut) et $\mu + jets$ (en bas) et efficacités associées dans les événements générés.

Electron central p_T>20 GeV/c associé à une trace	35%
Veto muon non-isolé	84%
$\not\!\!E_T$> 20 GeV	90%
$\Delta\varphi(e, \not\!\!E_T) > 0.5$	92%
$N_{jets} \geq 3$	67%
Coupures topologiques	70%
Efficacité totale	11%

Muon p_T>20 GeV/c $\|\eta\| < 2$ isolé	41%
Veto muon non-isolé	84%
$\not\!\!E_T$> 20 GeV	84%
$N_{jets} \geq 3$	71%
Coupures topologiques	70%
Efficacité totale	15%

Une autre conséquence de la dureté des jets de b dans les événements $t\bar{t}$ apparaît sur la Fig 5.24 qui représente sous forme de nuage de points E/p, le rapport de l'énergie électromagnétique dans la route et de l'impulsion de la trace, en fonction de EMF, la fraction électromagnétique dans la route pour des électrons directs de b.

Une comparaison avec la distribution correspondante dans les événements $Z \to b\bar{b}$ de la Fig. 3.23-gauche montre que la distribution de la fraction électromagnétique des électrons est beaucoup plus étalée. En effet, la fraction d'énergie hadronique dans la route augmente avec le p_T du jet, comme on peut le constater sur la Fig. 5.25. Cela s'explique par le fait que plus l'énergie transverse du jet est importante, plus il est resserré. En conséquence, la probabilité de récolter dans la route de l'énergie hadronique est plus élevée. Ainsi la fraction électromagnétique contenue dans la route diminue avec l'énergie transverse du jet associé (voir Fig. 5.26). La coupure sur la fraction électromagnétique doit donc être ajustée en fonction de l'énergie transverse du jet associé. La dépendance de cette coupure avec le p_T du jet est visible sur la Fig. 5.26. Pour des jets d'énergie transverse inférieure à 40 GeV, comme ceux auxquels on a affaire dans les désintégrations de Z, on constate qu'une coupure à 0.8 est bien adaptée et la dépendance avec l'énergie du jet associé n'apparaît pas de façon évidente.

La distribution de E/p présentée sur la Fig 5.27 ne fait pas apparaître de caractéristique particulière, les coupures utilisées dans la suite sont indiquées.

Afin de réduire le bruit de fond, une dernière coupure est ajoutée. Elle repose sur la fraction d'énergie déposée dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique : il est imposé que l'électron y laisse plus de 20% de l'énergie totale dans la route. L'impact de cette coupure sur le signal, toutes les autres coupures d'identification étant appliquées, est très faible : moins de 3% des électrons directs sont perdus (voir

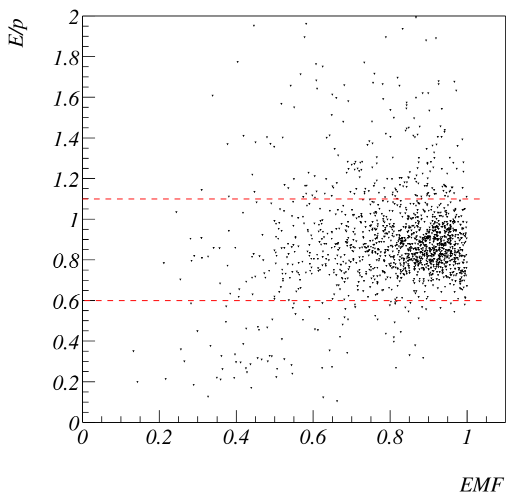


FIG. 5.24 – E/p en fonction de la fraction électromagnétique pour les électrons directs de b.

Fig. 5.28-gauche). En revanche, dans un lot multijets dominé par les faux électrons, environ 40% des candidats sont supprimés par cette coupure (Fig. 5.28-droite).

Ces coupures d'identification préservent 19.8% des événements simulés passant l'ensemble des coupures de sélection. Il a été vérifié que cette efficacité est la même dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$.

Etude de l'utilité d'une coupure cinématique.

Ainsi qu'il l'a été discuté dans le paragraphe 3.2.1.4, une coupure cinématique, telle que impulsion transverse par rapport à l'axe du jet (p_t^{rel}) permet d'augmenter le contenu en saveurs lourdes.

Les spectres de p_t^{rel} pour les électrons directs et de cascade reconstruits et identifiés sont présentés sur la Fig. 5.29. Comme prévu, les électrons directs de b présentent une grande énergie transverse par rapport à l'axe du jet : $1.3\,\mathrm{GeV}/c$ en moyenne. En revanche les électrons de cascade ont logiquement une impulsion transverse par rapport à l'axe du jet plus faible : $0.8\,\mathrm{GeV}/c$ en moyenne. C'est une valeur semblable à celle obtenue avec des traces génériques dans un lot multijets, dont la distribution est représentée sur la Fig 5.30. Appliquer une coupure cinématique, $p_t^{\mathrm{rel}} > 0.75\,\mathrm{GeV}/c$ telle que celle utilisée dans le chapitre 3 permettrait donc de réduire le bruit de fond, mais nuit à l'efficacité car elle élimine une grande partie des électrons de cascade.

Afin de déterminer la valeur de la coupure en p_t^{rel} à appliquer, la variation du rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction de la valeur de cette coupure est étudiée, où S et B sont les nombres attendus d'événements de signal et de bruit de fond sélectionnés. L'efficacité de l'identification, déterminée avec les événements simulés est proportionnelle à S ; le bruit de fond est évalué à partir d'un lot d'événements multijets. En première approximation,

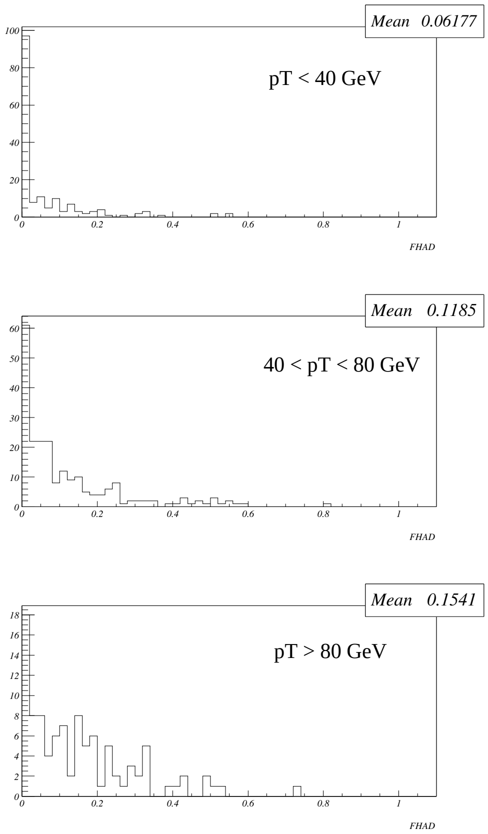


FIG. 5.25 – Fraction hadronique dans la route construite autour des traces d'électrons directs de b pour plusieurs gammes de valeurs d'énergie transverse de jet associé dans des événements $t\bar{t}$.

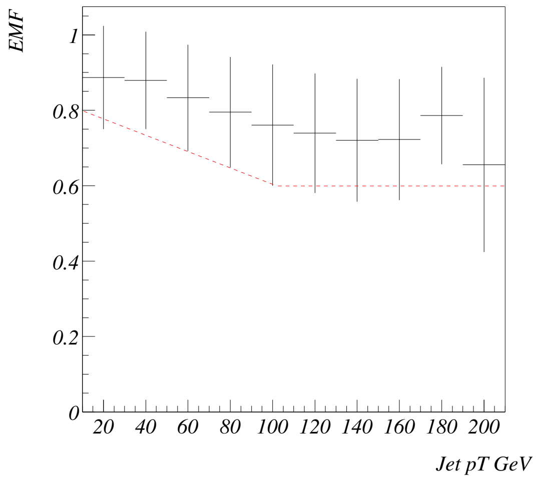


FIG. 5.26 – Fraction électromagnétique dans la route en fonction de l'énergie transverse du jet associé. Les barres d'erreurs verticales représentent l'écart-type.

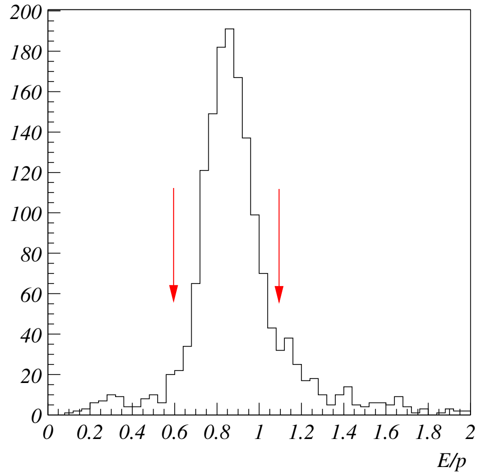


FIG. 5.27 – E/p dans la route pour les électrons directs de b dans les événements $t\bar{t}$.

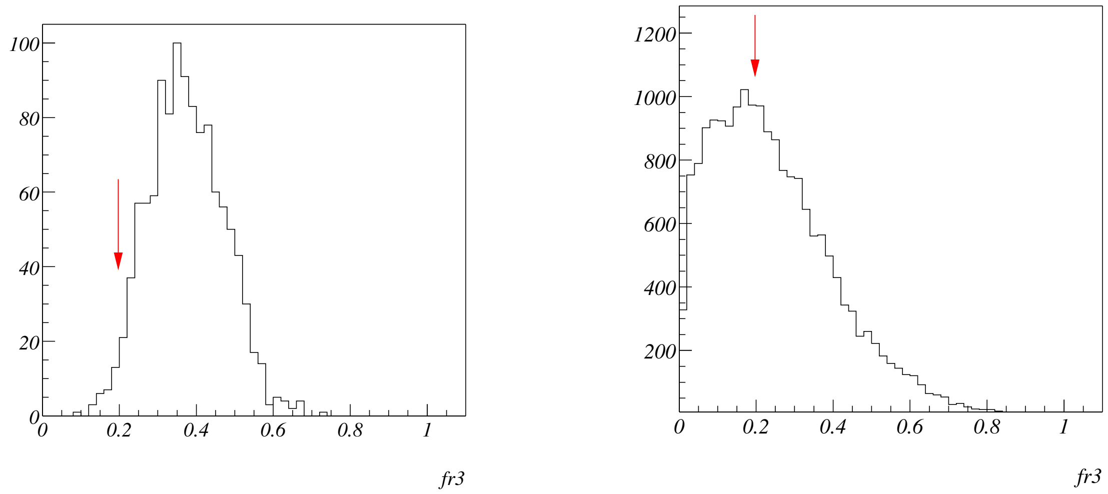


FIG. 5.28 – Fraction de l'énergie déposée dans la troisième couche électromagnétique après toutes les autres coupures d'identification pour le signal (à gauche) et dans un lot multijets (à droite).

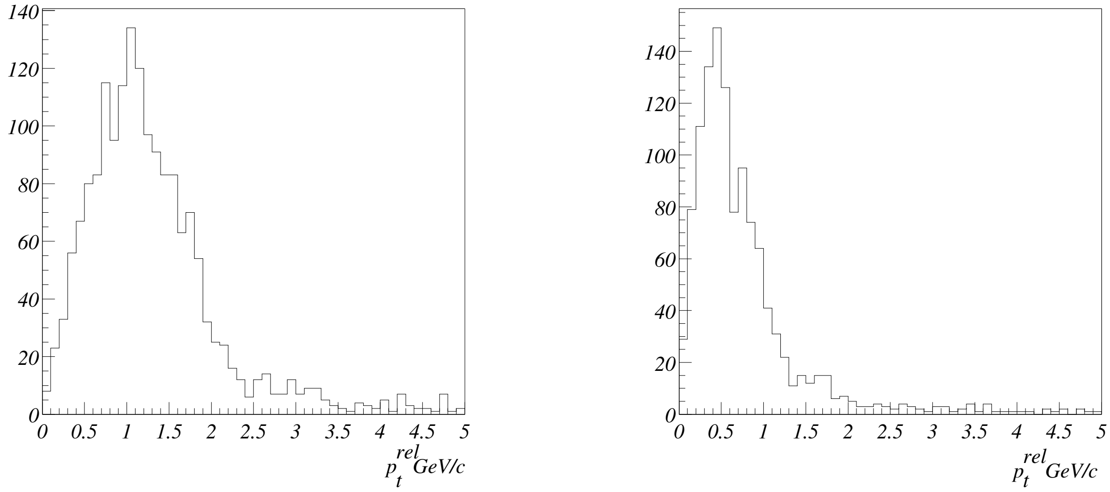


FIG. 5.29 – Spectre de $p_t^{\rm rel}$ pour les électrons directs (à gauche), et de cascade (à droite).

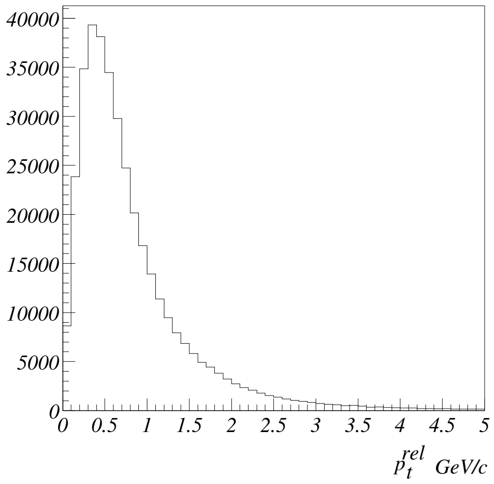


FIG. 5.30 – Spectre de p_t^{rel} pour des traces génériques dans un lot multijets.

il est proportionnel au nombre de jets étiquetés dans cet échantillon. Il sera vérifié ultérieurement que le bruit de fond W+jets se comporte bien de façon similaire. Les efficacités ainsi que les valeurs de $S/\sqrt{B}$ pour plusieurs valeurs de la coupure en p_t^{rel} sont reportées dans la Table 5.8. Il apparaît qu'il est préférable de ne pas appliquer de coupure cinématique. De plus, on s'affranchit ainsi des problèmes liés à la distribution de la variable p_t^{rel} qui est imparfaitement reproduite par PYTHIA.

TAB. 5.8 – Efficacité de l'identification des électrons dans les jets, nombre de jets étiquetés et rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction de la coupure en p_t^{rel}.

Coupure p_t^{rel} en GeV/c	0	0.25	0.5	0.75	1	1.25	1.5
Efficacité	19.8%	18.1%	14.3%	11.2%	8.0%	5.4%	4.0%
Nombre de jets étiquetés	5050	4438	3188	2088	1375	896	620
$S/\sqrt{B}$ (unité arbitraire)	0.28	0.27	0.25	0.24	0.22	0.18	0.16

5.6.2 Application dans le canal $e + jets$.

A la suite des étapes de sélection décrites précédemment, s'il n'est pas imposé que l'électron isolé soit associé à une trace, 452 événements sont sélectionnés, et 13 parmi eux sont étiquetés. Lorsque la condition d'association est rétablie, 23 événements sont retenus dans les données sélectionnées parmi lesquels un seul est étiqueté. Les caractéristiques de cet événement sont rassemblées dans la Table 5.9, et une vue transverse est présentée sur la Fig. 5.31. Cet événement,très sphérique, est également trouvé dans l'analyse topologique. Dans cet événement un jet de 44 GeV est étiqueté par un électron de 7.1 GeV/c d'impulsion transverse. Une étude plus approfondie des fractions d'énergie déposée dans les différentes couches du calorimètre ne montre pas de caractéristique anormale.

TAB. 5.9 – Run : 162602 Evénement : 13643903

	E_T	η	φ	
Electron	40.9	-0.4	5.2	Iso=0.08 Hmx=11.5
Jets	77.9	-1.1	1.0	
	53.9	1.3	2.3	
	44.4	-0.8	0.3	étiqueté
	41.8	0.4	0.1	
	26.2	0.1	2.4	
	33.2	2.3	5.7	hors acceptance
	17.4	-0.1	3.4	
$\not\!\!E_T$	130.9		3.8	
Electron non isolé	7.1	-0.9	0.3	EMF=0.81 $E/p = 0.63$ p_t^{rel}=0.67
H_T				261.6
$\mathcal{A}$				0.12

Evaluation du bruit de fond QCD.

On procède comme dans le cas de l'étiquetage par les muons en appliquant la méthode de la matrice dans le lot d'événements étiquetés. On a ici $N_t = 1$. Ce nombre devient $N_l = 13$ si la condition d'association de l'électron isolé avec une trace est supprimée. On en déduit que le bruit de fond QCD s'élève à : $N_{QCD} = 0.37 \pm 0.11$.

Evaluation du bruit de fond W+jets.

Comme précédemment, on recherche le nombre d'événements W+jets étiquetés. On procède en deux étapes : on commence par déterminer le nombre d'événements W+jets avant étiquetage, puis on applique une probabilité d'étiquetage par événement.

La première étape s'effectue à l'aide de la méthode de la matrice qui permet de déterminer le nombre d'événements QCD, dans le lot non étiqueté. Le complément est le nombre d'événements W+jets et top. En reprenant les mêmes notations que précédemment : $N_{W+top} = 9.8 \pm 1.3$.

Ensuite, les fonctions de probabilité d'étiquetage d'un jet par un électron sont déterminées à l'aide d'un échantillon d'événements similaire à celui utilisé pour les muons. En réalité, la situation est plus simple, car il n'y a pas de dépendance en φ dans ce cas. Les dépendances en p_T et η de cette fonction sont factorisées. Ces fonctions sont représentées sur la Fig. 5.32. La probabilité d'étiqueter un jet augmente avec le p_T du jet, car la multiplicité de traces augmente. La distribution angulaire s'effondre au delà de $|\eta| = 1$, car on n'identifie les électrons dans les jets que dans le calorimètre central. On constate, comme c'était mentionné dans le paragraphe 3.2.1.3 et en particulier sur

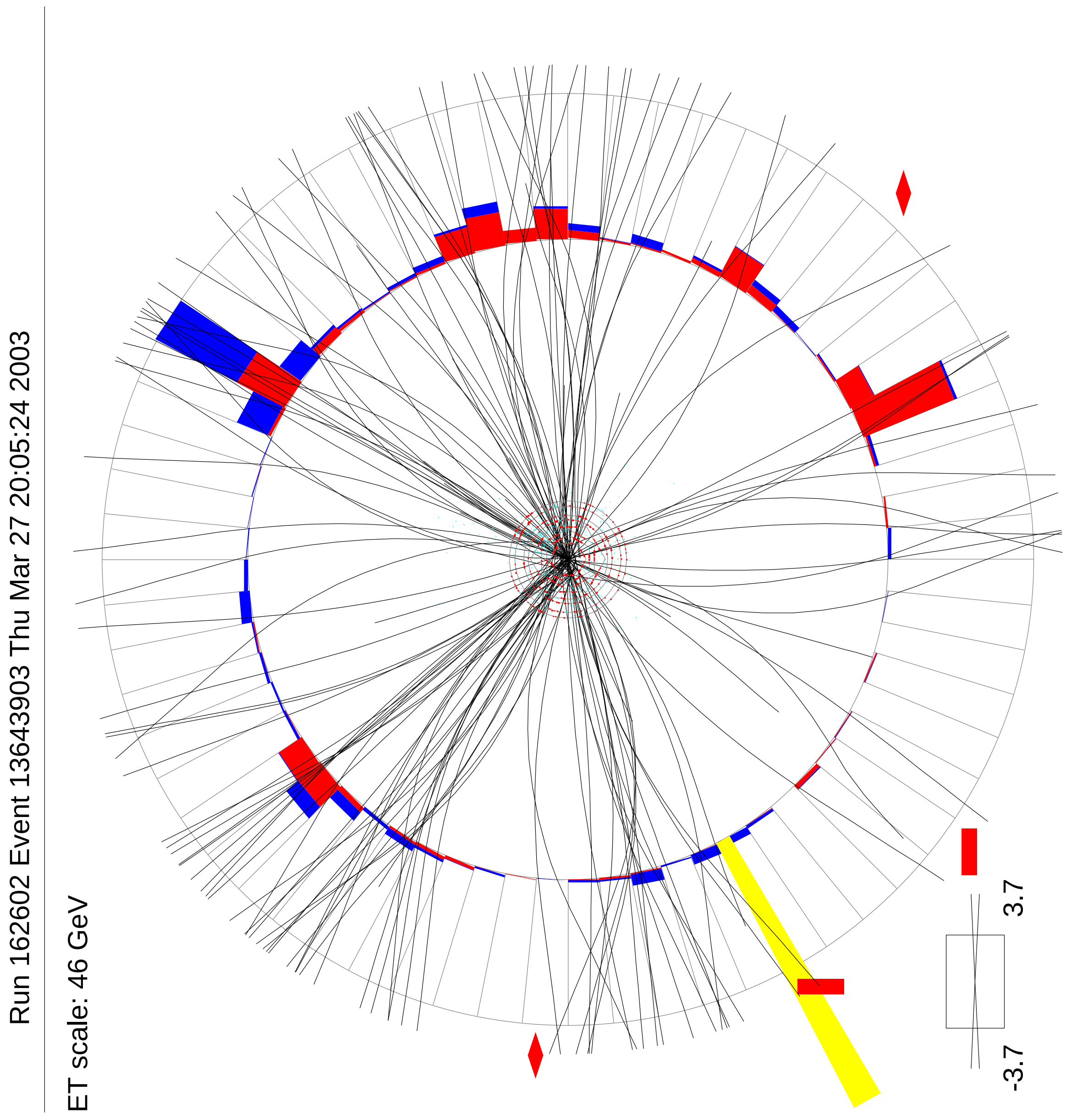


FIG. 5.31 – Vue transverse d'un candidat $t\bar{t}$ dans le canal $e + jets$.

la Fig. 3.28, que la probabilité d'identifier à tort un électron augmente lorsque l'on s'approche des bords du calorimètre. La dépendance du taux de mauvaise identification en fonction de l'isolation des traces n'a pas été étudiée en tant que telle ; la variation en fonction de $p_t^{\rm rel}$ est abordée dans le paragraphe 5.6.1.

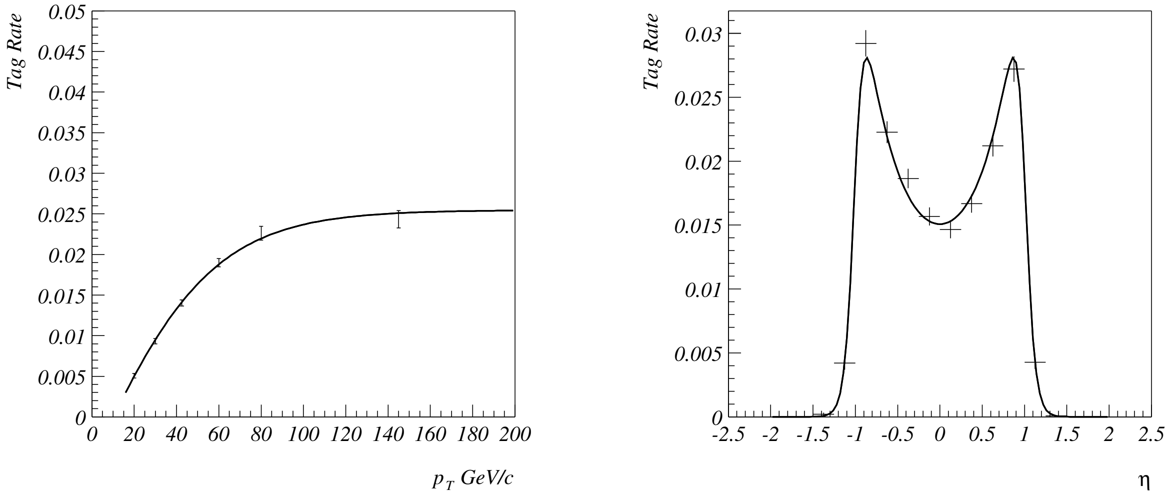


FIG. 5.32 – Probabilité d'étiquetage d'un jet en fonction de son énergie transverse (à gauche) ou de η (à droite).

La fonction de probabilité d'étiquetage est appliquée aux jets des 23 événements sélectionnés. On en déduit une probabilité d'étiquetage par événement de 0.0605 ± 0.012. En conséquence, le bruit de fond W+top est : $N_{W+top}^{tag} = 0.59 \pm 0.14$. et le bruit de fond total est $N_{bkg} = 0.93 \pm 0.30$.

Dans ce calcul, il est nécessaire de calculer le facteur k_{top}, le rapport des probabilités d'étiquetage dans les événements de fond et dans le signal. On corrige ce rapport de l'efficacité de reconstruction des traces entre les données et les événements simulés. Ce nombre est déduit des efficacités d'association d'un muon avec une trace 3D dans les données et dans le Monte-Carlo (voir paragraphe 2.3.3.3), et vaut $82\pm0.7\%$. On corrige également du rapport de l'efficacité d'identification de la route dans les données et dans le Monte-Carlo : $90 \pm 5\%$.

Il est désormais possible de vérifier que l'évolution du rapport $S/\sqrt{B}$ conduit à ne pas imposer de coupure sur l'impulsion transverse de la trace par rapport à l'axe du jet. Précédemment, le nombre de jets étiquetés dans le lot multijet avait été pris comme mesure du bruit de fond, alors qu'en réalité c'est le bruit de fond W+jets étiqueté qui doit être considéré. Ce dernier est calculé comme la différence entre le bruit de fond total, N_{bkg}, et le bruit de fond QCD, N_{QCD}. Le résultat pour deux valeurs différentes de la coupure en $p_t^{\rm rel}$ est donné dans la Table 5.10, et confirme qu'il est préférable de ne pas appliquer de coupure cinématique.

TAB. 5.10 – Efficacité de l'identification des électrons dans les jets, nombre de jets étiquetés et rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction de la coupure en p_t^{rel}.

Coupure p_t^{rel} en GeV/c	0	0.75
Efficacité	19.8%	11.2%
N_{W+jets}^{tag}	0.56	0.28
$S/\sqrt{B}$ (unité arbitraire)	26	21

5.6.3 Application dans le canal $\mu + jets$.

A la suite de la sélection, 62 événements sont retenus dans le lot avec un muon faiblement isolé. Aucun d'entre-eux n'est étiqueté par un électron dans un jet. Parmi ces 62 événements, 22 ont un muon isolé.

En conséquence, le bruit de fond QCD est : $N_{QCD} = 0 \pm 0.23$. La fonction de probabilité d'étiquetage a été appliquée aux jets des 22 événements. Une probabilité d'étiquetage par événement de 0.0596 ± 0.011 en est déduite. Ainsi, le nombre d'événements W+top avant étiquetage est $N_{W+top} = 13.59 \pm 2.27$. On en déduit $N_{W+top}^{tag} = 0.81 \pm 0.21$. Finalement, le bruit de fond total est 1.37 ± 0.64.

5.6.4 Combinaison

Un événement est observé sur un fond total de 2.29 ± 0.51. L'efficacité de déclenchement dans le canal $e + jets$ est inchangée et demeure 0.88. En revanche, comme un seul muon est obtenu dans l'état final du canal $\mu + jets$ l'efficacité de déclenchement est 0.84. Comme il a été vu, les efficacités des critères de sélection sont 0.11 et 0.15 dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ respectivement. Les efficacités des coupures d'étiquetage sont d'environ 20% dans les deux canaux. On les multiplie par un facteur 0.82×0.9 pour tenir compte de la différence d'efficacité d'identification et de reconstruction des électrons non-isolés dans les données par rapport au Monte-Carlo. Comme dans l'étiquetage avec les muons, un facteur 0.75 tenant compte de l'efficacité de reconstruction des traces et de l'échelle d'énergie des jets est appliqué. Ceci conduit à des efficacités globales de 1.1% et 1.4% dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$. En supposant une section efficace de 7 pb, 1.0 événement de signal est attendu.

5.6.5 Perspectives

L'efficacité d'étiquetage des saveurs lourdes par les électrons dans les jets a une efficacité comparable à celle obtenue avec les muons, mais l'on constate donc que l'on souffre du trop grand taux de mauvaise identification d'électrons, par rapport à celui utilisant les muons. Deux possibilités se présentent alors :

– améliorer la pureté de l'identification des électrons dans les jets. Pour ce faire deux voies peuvent être envisagées. La première consisterait à utiliser le profil de la gerbe électromagnétique, en intégrant les dépôts d'énergies dans les différentes couches et l'énergie de la trace au sein d'une technique multivariable. Cette s'approche s'annonce peu prometteuse. En revanche, il est certainement possible d'améliorer les performances de l'identification des électrons de façon significative, en étendant la construction de la route aux détecteurs de pied de gerbe. Ces derniers sont en cours de calibration.

- l'étiquetage par les muons dans les jets et les analyses topologiques ont des performances comparables. L'identification des électrons dans les jets étant moins performante que celle par les muons en termes de pureté, on peut concevoir une analyse avec étiquetage par les électrons intermédiaires entre les deux approches, et choisir de durcir les critères topologiques. Afin d'estimer le résultat, on a choisi des coupures intermédiaires entre l'analyse avec étiquetage par les muons et l'analyse topologique :

  $$H_T > 165 \text{ GeV .ET. } \mathcal{A} > 0.0525$$

  En reprenant l'analyse avec ces coupures, le candidat observé dans le canal $e{+}jets$ subsiste. Le bruit de fond dans le canal $e + jets$ devient : $N_{bkg} = 0.31 \pm 0.19$ et $N_{bkg} = 1.22 \pm 0.77$ dans le canal $\mu + jets$, soit un bruit de fond total :

  $$N_{bkg}^{tot} = 1.52 \pm 0.57$$

  Dans ces conditions, le nombre d'événements de signal attendus dans ce cas devient alors 0.7. Si la pureté s'est améliorée, le rapport $S/\sqrt{B}$ s'est, en revanche, détérioré.

L'étiquetage par les électrons dans les jets a donc été testé dans les données, conduisant à l'observation d'un candidat $t\bar{t}$ dans le canal $e{+}jets$, candidat trouvé par ailleurs à l'aide de l'analyse topologique. Une plus grande luminosité intégrée permettra de savoir si le bruit de fond mesuré avec cette faible statistique est représentatif de la réalité. Néanmoins, il est manifeste que des progrès restent à faire dans l'application de la méthode de la route à l'étiquetage des saveurs lourdes.

5.7 Mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ à $\sqrt{s}$=1.96 TeV

Dans ce paragraphe, l'ensemble des analyses contribuant à la mesure de la section efficace de production du quark top est passé en revue. Comme on l'a vu dans le paragraphe 1.3.2, les rapports d'embranchement de désintégrations de W font que les canaux *leptons + jets* contribuent majoritairement. Pour cette raison, on insiste sur l'analyse dans ces canaux avec coupures topologiques, et l'on ne fait qu'évoquer les analyses dileptons. La combinaison des différentes analyses est présentée en fin de chapitre.

5.7.1 Résumé des analyses *leptons + jets* avec coupures topologiques.

La stratégie d'analyse ressemble fortement à celle faisant appel à l'étiquetage de saveurs lourdes par les muons. La sélection des événements est identique. En dernière étape, au lieu de demander un étiquetage par un lepton dans un jet, des coupures topologiques sévères sont appliquées. Les critères de sélection des jets diffèrent légèrement de l'analyse avec étiquetage par les muons : le seuil en énergie transverse est à 15 GeV, et la couverture angulaire est étendue jusqu'à $|\eta| = 2.5$ dans l'analyse $\mu+jets$. Le bruit de fond étant important, on commence par demander au moins 4 jets dans l'événement. Les autres coupures topologiques appliquées diffèrent légèrement d'un canal à l'autre.

Dans le canal $e + jets$, on impose :
- $|\eta_W| < 2$
- E_T^W>60 GeV.
- H_T>180 GeV
- $\mathcal{A} > 0.065$

où η_W et E_T^W sont respectivement la pseudorapidité et l'énergie transverse du W. A la suite de ces coupures, quatre événements sont sélectionnés.

Dans le canal $\mu + jets$, les coupures suivantes sont appliquées :
- $\not{E}_{TCAL} > 15$ GeV
- Le jet de plus haut p_T doit vérifier p_T >55 GeV
- $\mathcal{A} > 0.065$
- $H_T(all)$>220 GeV

où $H_T(all)$ comprend l'énergie transverse du W reconstruit. Comme dans le canal $e + jets$, quatre événements sont sélectionnés.

Les bruits de fond sont les mêmes que dans l'analyse avec étiquetage par les leptons dans les jets. On commence par déterminer le bruit de fond QCD à l'aide de la méthode de la matrice, puis on détermine le bruit de fond W+jets. Pour ce faire, on procède en deux étapes :
- on détermine le nombre d'événements QCD et W+jets dans le lot sélectionné avant d'appliquer les coupures topologiques.
- en appliquant les efficacités des coupures topologiques pour chaque composante du bruit de fond, on détermine le nombre d'événements de fond dans le lot final.

Détermination du bruit de fond W+jets : loi d'échelle de Berends.

Afin de déterminer le bruit de fond W+jets pour une multiplicité de jets au moins égale à quatre, on extrapole le nombre d'événements W+jets pour des multiplicités de jets inférieures à l'aide de la loi empirique d'échelle de Berends [59]. L'hypothèse de cette loi d'échelle repose sur le spectre d'émission de gluons dans l'état initial dans les événements W. La loi d'échelle relie les multiplicités inclusives de jets $(n + 1)$ et n :

$$\frac{\sigma(W + (n+1)_{jets})}{\sigma(W + n_{jets})} = \alpha$$

où α dépend de la coupure en énergie transverse appliquée aux jets, et de l'acceptance angulaire. Ainsi le nombre d'événements W+jets contenant au moins quatre jets, N_4^W, se déduit simplement du nombre d'événements W+ $\geq$ 1 jets : $N_4^W = N_1^W \times \alpha^3$. Le coefficient α est obtenu par un ajustement effectué sur le nombre d'événements W+jets de multiplicité inclusive 1, 2 et 3 (voir Fig 5.33). La contribution des événements $t\bar{t}$ est prise en compte lors de cet ajustement. Le nombre d'événements W+jets pour chaque multiplicité est obtenu en soustrayant le nombre d'événements QCD, obtenu à l'aide de la méthode de la matrice, au nombre d'événements sélectionnés. Enfin, il est nécessaire de corriger du biais introduit par le déclenchement. En effet, comme ce dernier requiert un jet, la multiplicité de jets est biaisée. Ces corrections sont déterminées en comparant les multiplicités avec un déclenchement non biaisé. Le nombre d'événements W+jets de multiplicité de jets au moins égale à quatre, N_4^W, obtenu de cette façon, correspond au nombre d'événements attendu en l'absence de biais de déclenchement. Le nombre réel d'événements W+jets est :

$$\tilde{N_4^W} = \varepsilon_{4j}^W N_4^W$$

où ε_{4j}^W est l'efficacité de déclenchement pour ce type d'événement ; elle est déterminée à l'aide du Monte-Carlo. Le nombre d'événements W+jets ainsi obtenu avant les coupures topologiques est donné dans la Table 5.11. Les nombres d'événements attendus après chaque coupure topologique y sont donnés. Dans le canal $e + jets$, quatre événements

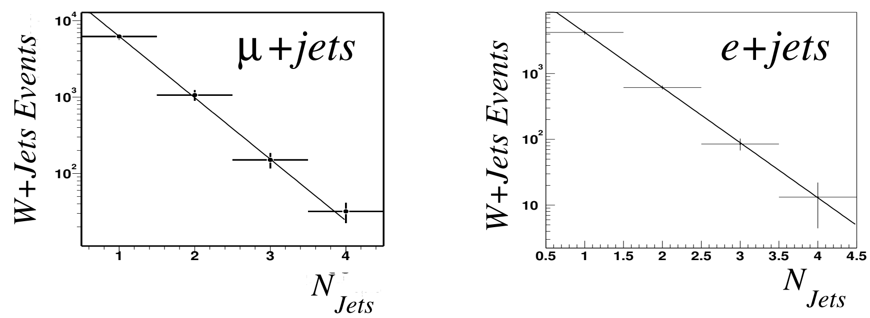


FIG. 5.33 – Nombre d'événements W+jets en fonction de la multiplicité inclusive de jets dans les canaux $\mu + jets$ et $e + jets$.

sont sélectionnés sur un bruit de fond de 2.7±0.6, et quatre événements sont sélectionnés dans le canal $\mu + jets$ sur un bruit de fond de 2.7 ± 1.1. Les nombres d'événements de signal attendus pour une section efficace de 7 pb sont de 1.8 et de 2.4 dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ respectivement. Les sections efficaces qui en sont déduites sont données dans la Table 5.13.

Incertitudes systématiques.

Les incertitudes systématiques sur les efficacités et sur l'évaluation du bruit de fond sont résumées dans la Table 5.12.

L'incertitude sur le bruit de fond QCD pour des multiplicités de jets supérieures ou égales à quatre résulte de l'utilisation de la méthode de la matrice et est donc corrélée avec l'efficacité sur le signal. L'incertitude sur le nombre de W pour une multiplicité de jets supérieure ou égale à quatre provient de la propagation de l'erreur corrélée sur α et sur N_1^W lors de l'application de la loi d'échelle de Berends.

La plupart des incertitudes systématiques sur le signal sont corrélées avec celles sur le bruit de fond. L'incertitude sur la mesure de l'impulsion transverse du muon est obtenue en comparant des événements simulés bruts et des événements simulés ajustés

TAB. 5.11 – Nombre d'événements observés et bruits de fond estimés après chaque coupure topologique dans les canaux $\mu + jets$ et $e + jets$

$\mu + jets$ analyse topologique

	N_{obs}	N_{bkg}	N_W	N_{QCD}
présélection ($N_{jets} \geq 4$)	38	36.8	24.2	11.9
$\not{E}_{TCAL}$>15 GeV	27	29.2	21.5	7.7
Jet p_T >55 GeV	12	15.7	12.2	3.5
$\mathcal{A} > 0.065$	4	4.0	3.0	1.0
$H_T(all)$ >220 GeV	4	2.7	2.1	0.6

$e + jets$ analyse topologique

	N_{obs}	N_{bkg}	N_W	N_{QCD}
présélection ($N_{jets} \geq 4$)	22	24.4	11.9	12.5
$\lvert\eta_W\rvert < 2$	19	22.8	11.2	11.6
$E_T^W > 60$ GeV	13	18.9	10.5	8.4
$H_T > 180$ GeV	6	6.1	3.4	2.7
$\mathcal{A} > 0.065$	4	2.7	1.3	1.4

TAB. 5.12 – Résumé des incertitudes systématiques sur les efficacités et les évaluations des bruits de fond dans les canaux $\mu + jets$ et $e + jets$.

Canal	μ+jets	e+jets
Bruit de fond		
N_W et N_{QCD}	1.1	0.6
Efficacités		
association trace-lepton	-	3.1%
résolution sur le p_T du lepton	0.8%	-
identification du lepton	3%	2.5%
Echelle d'énergie des jets	$^{+3.9\%}_{-13.1\%}$	$^{+15.1\%}_{-19.7\%}$
Identification des jets	8.0%	8.0%
Résolution en énergie des jets	2.8%	2.8%
Luminosité	10%	10%

pour reproduire les données réelles au pic du Z. Une méthode similaire est utilisée pour déterminer l'incertitude sur la résolution en énergie des jets. En faisant varier les facteurs de corrections d'échelle d'énergie de $\pm 1\sigma$, on obtient l'incertitude associée à la fois pour le signal et le bruit de fond. L'incertitude sur l'identification des jets est calculée à partir des variations observées sur la Fig. 2.24.

Enfin, l'erreur sur la luminosité est actuellement estimée à 10%.

5.7.2 Analyses dileptons.

Trois analyses sont effectuées : di-électrons, di-muons et électron-muon.

Les principaux bruits de fond dans l'analyse di-électrons sont $Z \to ee$, $\gamma^* \to ee$, $Z \to \tau\tau \to ee$, et $WW \to ee$. Les bruits de fond dans l'analyse di-muons sont les équivalents avec des muons.

L'analyse di-électrons demande deux électrons centraux de plus de 20 GeV d'énergie transverse ainsi que deux jets de plus de 20 GeV. De plus, la somme des énergies transverses de l'électron le plus énergique et des deux jets les plus énergiques doit dépasser 120 GeV. Une énergie transverse manquante supérieure à 25 GeV est demandée, sauf lorsque la masse invariante des deux électrons correspond à celle du Z, (75 GeV $< m_{ee} <$105 GeV) où cette coupure est portée à 40 GeV. Quatre événements sont sélectionnés sur un fond total estimé à 1.0.

L'analyse di-muons demande deux muons isolés, et deux jets d'au moins 20 GeV d'énergie transverse. La somme scalaire des énergies transverses des jets, H_T, doit excéder 100 GeV. Une énergie transverse manquante supérieure à 25 GeV est demandée sauf pour une masse invariante des deux électrons comprise entre 70 GeV $< m_{\mu\mu} <$ 110 GeV, où cette coupure est portée à 40 GeV. A la suite de ces coupures, deux événements sont sélectionnés sur un fond de 0.6.

L'analyse électron-muon requiert un électron et un muon isolés de plus de 15 GeV d'énergies transverses, au moins 10 GeV d'énergie transverse manquante , au moins 20 GeV d'énergie transverse manquante calorimétrique et au moins deux jets de plus de 20 GeV. Enfin, la somme des énergies transverses des jets et de l'électron doit excéder 120 GeV. Un événement est sélectionné sur un fond de 0.07. L'ensemble de ces analyses est résumé dans la Table 5.13.

5.7.3 Combinaison de toutes les analyses.

Les analyses dileptons, $lepton + jets$ avec coupures topologiques et avec étiquetage à l'aide d'un muon ont été combinées au moyen d'une méthode de maximum de vraisemblance.

La combinaison des canaux $lepton + jets$ avec étiquetage par les muons donne :

$$8.2^{+9.1}_{-5.7} \text{ (stat) } ^{+6.1}_{-2.3} \text{ (sys) } \pm 0.8 \text{ (lumi) pb}$$

La combinaison des analyses $leptons + jets$ avec coupures topologiques et avec étiquetage par les muons conduit à :

$$5.8^{+4.3}_{-3.4} \text{ (stat) } ^{+4.1}_{-2.6} \text{ (sys) } \pm 0.6 \text{ (lumi) pb}$$

TAB. 5.13 – Résumé de toutes les analyses. Le signal attendu est calculé pour une section efficace de production de 7 pb.

Canaux dileptons

	N^{obs}	Signal	$\mathcal{B}$	Bruit de fond	$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	ε	σ (pb)
$\mu\mu$	2	0.28	0.012	0.59	42.6	7.7%	$35.8^{+42.9}_{-28.0}(stat)^{+24.4}_{-11.5}(sys)$
ee	4	0.25	0.012	1.0	48.2	5.9%	$105.93^{+82.1}_{-59.6})stat)^{+96.2}_{-39.7}$(sys)
$e\mu$	1	0.50	0.025	0.07	33	8.9%	$13.2^{+19.3}_{-10.1}(stat)^{+4.7}_{-0.8}(sys)$

Canaux *leptons + jets* (topologique)

	N^{obs}	Signal	$\mathcal{B}$	Bruit de fond	$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	ε	σ (pb)
e+jets	4	1.8	0.147	2.7	49.5	3.5%	$5.2^{+9.4}_{-6.7}(stat)^{+9.1}_{-3.1}(sys)$
μ+jets	4	2.4	0.147	2.7	40.0	5.8%	$3.8^{+6.9}_{-4.9}(stat)^{+3.9}_{-5.4}(sys)$

Canaux *leptons + jets* (étiquetage par les muons)

	N^{obs}	Signal	$\mathcal{B}$	Bruit de fond	$\int \mathcal{L}dt$ (pb^{-1})	ε	σ (pb)
e+jets	2	0.5	0.147	0.16	40.0	1.3%	$24.1^{+23.0}_{-14.3}(stat)^{+7.0}_{-4.6}(sys)$
μ+jets	0	0.8	0.147	0.74	40.0	2.0%	$< 8.5(stat)$

La combinaison de l'ensemble des analyses donne une section efficace de production $t\bar{t}$ de :

$$8.5^{+4.5}_{-3.6}\ \text{(stat)}\ ^{+6.3}_{-3.5}\ \text{(sys)}\ \ \pm 0.8\ \text{(lumi) pb}$$

La signification statistique de l'observation du quark top est de 3σ.

Au Run 1, la précision sur la section efficace de production $t\bar{t}$ obtenue par CDF et DØ était de l'ordre de 25%. Cette précision devrait atteindre 10% avec 2 fb^{-1} [65], puis 5% avec 15 fb^{-1}. Parallèlement la précision sur la masse du quark top, qui était de 2.9% au Run 1, atteindra 1.5% dans un premier temps, puis 0.8% à la fin du Run 2. On espère parvenir à ce résultat grâce à un bruit de fond plus faible et à des erreurs systématiques réduites.

Le principal outil de réduction du bruit de fond est l'étiquetage des b qui a été amélioré dans les deux expériences. En particulier, DØ est désormais équipé d'un détecteur de vertex au silicium qui permet d'ores et déjà d'obtenir une efficacité d'étiquetage de l'ordre de 50%, tout en maintenant le taux de fausse identification au niveau de quelques pourcent.

L'augmentation de la statistique permettra de réduire les erreurs systématiques. En particulier, l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets, qui est actuellement la source principale d'erreur systématique, pourra être réduite au moins d'un facteur trois.

Conclusion

Les saveurs lourdes interviennent dans de nombreux canaux de physique cruciaux pour l'étude du modèle standard : désintégration du Higgs en $b\bar{b}$, identification du quark top pour ne citer qu'eux. L'identification des électrons et des muons dans les jets est l'un des outils utilisés pour l'étiquetage des saveurs lourdes. Dans DØ au Run 1, en l'absence de champ magnétique dans la cavité centrale, seul l'étiquetage par les muons était possible. Au Run 2, avec l'installation d'un aimant supraconducteur, il devenait envisageable de procéder également à un étiquetage par les électrons dans les jets. J'ai conçu l'algorithme de la route dans ce but. Il tire partie des capacités du nouveau détecteur de traces, et exploite les qualités du calorimètre de DØ. Ses performances ont été étudiées en détail, aussi bien avec des événements simulés que dans les données enregistrées par le détecteur. En particulier, l'efficacité d'identification et le taux de mauvaise identification ont été mesurés à l'aide de signaux de physique, et les capacités de la méthode en matière d'identification de quark b ont été démontrées.

L'identification des saveurs lourdes par les leptons dans les jets trouve une application naturelle dans la mesure de la section efficace de production du quark top, et l'analyse à l'aide des muons dans les jets a contribué à la première mesure, avec $50\,\mathrm{pb}^{-1}$, de la section efficace de production $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 1.96\,\mathrm{TeV}$ dans DØ :

$$8.5^{+4.5}_{-3.6}\ (\mathrm{stat})\ {}^{+6.3}_{-3.5}\ (\mathrm{sys})\ \ \pm 0.8\ (\mathrm{lumi})\ \mathrm{pb}$$

Une analyse préliminaire à l'aide des électrons dans les jets a été effectuée. Les spécificités de l'identification d'électrons dans les événements $t\bar{t}$ ont été prises en compte. La bonne efficacité de la méthode de la route a été confirmée, même si l'identification des électrons dans les jets s'avère être plus délicate qu'avec les muons, essentiellement parce qu'il y a très peu de mauvaise identification de muons. Il est cependant certainement possible de diminuer le taux de mauvaise identification des électrons. Plusieurs possibilités d'amélioration de la méthode ont été évoquées, l'une des plus prometteuses étant l'extension de l'algorithme aux détecteurs de pied de gerbe qui sont actuellement en cours de calibration.

Après la découverte du quark top en 1995, la “redécouverte” du quark top au Run 2 n'est que le point de départ d'un programme ambitieux d'étude précise de ses propriétés. Si le Higgs n'est pas découvert directement, une mesure plus précise de la masse du top et une amélioration de la mesure de celle du W contraindront fortement la masse du boson de Higgs. Dans le cas d'une découverte, la comparaison des masses du top, du W, et du Higgs fournira un test de précision du modèle standard. Par ailleurs enfin, dans le cadre de la recherche de particules prédites par certaines théories au-delà du modèle standard, le top constitue un bruit de fond qu'il sera important de bien maîtriser.

Que ce soit dans le domaine des mesures de précision des masses du quark top et du W, ou dans celui de la recherche du boson de Higgs et de nouvelles particules, ce programme, une fois mené à bien au TeVatron, trouvera sa suite naturelle auprès du LHC.

Bibliographie

[1] The DØ Collaboration, *Observation of the Top Quark*,
Phys. Rev. Letters 74 2632 (1995),
The CDF Collaboration, *Observation of Top Quark Production in p anti-p Collisions with the Collider Detector at Fermilab*,
Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).

[2] A. Heister *et al.*, ALEPH Collaboration, *Final results of the searches for neutral Higgs in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}$ up to 209 GeV*, Phys. Lett, B526(2002) 191-205
J. Abdallah *et al.*, DELPHI Collaboration, *Final results form DELPHI on the searches for SM and MSSM Neutral Higgs bosons*, CERN-EP/2003-008, soumis à Eur. Phys. J.C
G. Abbiendi *et al*, OPAL Collaboration *Search for the Standard Model Higgs Boson with the OPAL Detector at LEP* CERN-EP/2002-059, Eur. Phys. J.C26(2003)479-503
L3 Collaboration, *Standard Model Higgs Boson with the L3 Experiment at LEP* CERN-EP/2001-049, Phys. Lett. B517(2001) 319-331
ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, CERN-EP/2003-011, soumis à Phys. Lett. B

[3] P.W. Higgs, Phys.Lett 12(1964) 132 ; Phys.Rev.Lett 13(1964)508 ; Phys.Rev.145(1966)1156
F.Englert and R.Brout, Phys.Rev.Lett 13(1964)321
G.S.Guralnik, C.R.Hagen and T.W.B.Kibble, Phys.Rev.Lett 13(1964)585
T.W.B.Kibble, Phys.Rev 155(1967)1554.

[4] I. Bigi *et al.*, *Production and decay properties of ultra-heavy quarks*

[5] M.E. Peskin, *Beyond the standard model*, European School of High-Energy Physics, 1 - 14 Sep 1996 ,CERN-97-03

[6] M.Lindner, Z. Phys, C31, 295(1986)

[7] LEP Electroweak Working Group, M. Grünewald, *Electroweak Precision Data Global Higgs Analysis* DESY Zeuthen, 28 février 2003.

[8] C.T. Hill, Phys. Rev. D24, 691 (1981)

[9] M. Carena *et al.*, *Dynamical symmetry breaking and top quark mass in the minimal supersymmetric standard model*, Nucl. Phys. B369(1992)33-53

[10] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, and the LEP Higgs Working Group, *Searches of the Neutral Higgs Bosons of the MSSM : Preliminary Combi-*

ned Results Using LEP Data Collected at Energies up to 209 GeV, LHWG Note 2001-04, hep-ex/0107030.

[11] M.Carena *et al.*, *Electroweak symmetry breaking and bottom-up Yukawa unification* Nucl. Phys B426(1994)269-300

[12] S. Willenbrock, *The standard model and the top quark.* hep-ph/0211067

[13] S.P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, hep-ph/9709356v3

[14] G.L Kane *et al.*, *Study of the constrained minimal supersymmetry*, Phys. Rev. Lett. D49, 6173 (1994)

[15] G.Cvetič, *Top quark condensation* Rev. Mod. Phys. 71 513-574(1999), hep-ph/9702381

[16] K. Lane, *Symmetry Breaking and Generational Mixing in Topcolor-Assisted Technicolor*, BUHEP-96-2, hep-ph/9602221

[17] S.Willenbrock, D. Dicus, *Production of heavy quarks from W-gluon fusion*, Phys. Rev. D34, 155(1986).

[18] V.M. Abazov *et al.* *"Search For Single Top Production at DZero Using Neural Networks"*, Phys. Lett. B517, 282 (2001)

[19] E.L. Berger, H. Contopanagos, *"Threshold resummation of the total cross section for heavy quark production in hadronic collisions"*, Phys. Rev. Lett. D57, 253 (1998)

[20] N. Kidonakis, *"High-order corrections and subleading logarithms for top quark production"*,
Phys. Rev. Lett. D64, 014009 (2001)

[21] A. Ahmadov *et al.* *Top quark physics* hep-ph/0003033

[22] `http ://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html`

[23] H.L. Lai, *et al.*, *Improved Parton Distributions from Global Analysis of Recent Deep Inelastic Scattering and Inclusive Jet Data*,
hep-ph/9606399v2

[24] M. Church, *Subtantial Upgrades to TeVatron Luminosity*, hep-ex/0105041.

[25] *The Run II Handbook and recycler Technical Design Report*, Novembre 1996.

[26] V. Lebedev, *Production and Collision of Antiprotons*, Pbar note 666, 2001

[27] *Prospectus for an Electron Cooling System for the Recycler*, Fermilab-TM-2061.

[28] `http ://www-bd.fnal.gov/aac/`
`http ://www-bd.fnal.gov/run2upgrade/run2docs.html`
`http ://www-bd.fnal.gov/aac/AAC_Feb03_committee_report_Final.doc`

[29] E. Kajfasz for the DØ Collaboration, *DØ, Silicon Microstrip Tracker for Run II a*, hep-ex/0112014.

[30] The DØ Collaboration, *The DØ Detector*, Nucl. Instr. and Methods, **A338**, 185 (1994) ;

[31] The DØ Collaboration, *The DØ Upgrade, The Detector and Its Physics*, DØ note (1996).

[32] The DØ Collaboration, *The Upgraded DØ Detector*, à publier.

[33] J. Kotcher, Design, *performance and upgrade of the DØ calorimeter*, DØ conf. 95-1.

[34] R. Madaras, *DØ EC-EM Technical Parameters*, DØ note **757** ;
P. Grannis, *Specifications for the DØ detector*, DØ note **560**.

[35] M. Demarteau, Neal, *Sampling Fractions of CCEM Modules*, DØ note **912**.

[36] The DØ Collaboration, *Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DØ Calorimeters*, Nucl. Inst. Meth. **A424** (1999) 352.

[37] L. Sawyer, K. De, P. Draper, E. Gallas, J. Li, M. Sosebee, R.W. Stephens, A. White, *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for DØ Run II*, DØ note **2686**.

[38] The DØ Collaboration, *Beam Tests of the D0 Uranium Liquid Argon End Calorimeter*, Nucl. Instr. and Methods, **A324**, 53 (1993)

[39] P. Bhat, *DØ Calorimetre response to low energy beam at NWA and Implications to DØ Physics*, DØ note **1300**.

[40] M. Begel, *Luminosity Measurement*, Présentation en session pléniaire, DØ Collaboration Meeting, 9 novembre 2001.

[41] S. Crépé-Renaudin, *Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II*, D0-note 4023.

[42] D. Whiteson et M. Kado, *Muon Isolation Studies*, D0-note 4070.

[43] G. Blazey *et al.*, *Run II Jet Physics*, D0-note 3750.

[44] B.Abbott *et al. Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DZERO Calorimeters*,
hep-ex/9805009
JES group, *Jet Energy Scale and Resolution for p13 Data and Monte Carlo*, D0-note 4115

[45] Y. Fisyak, J. Womersley, *DØGSTAR, DØGEANT Simulation of the Total Apparatus Response*, DØ note **3191**.

[46] F. Abe *et al.*, *Evidence for top quark production in $\bar{p}b$ collisions at* $\sqrt{s} = 1.8$TeV, Phys. Rev. D50 2966 (1994)

[47] F. Beaudette et J.-F. Grivaz, *b-tagging with electrons using the road method*, D0 Note 3828.

[48] D. Abbaneo *et al.*, *"A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model"*, CERN-EP/2001-021.

[49] F. Beaudette et J.-F. Grivaz, *The Road Method (an algorithm for the identification of electrons in jets)*, D0 Note 3976.

[50] F. Beaudette et J.-F. Grivaz, *Electron identification and b-tagging with the road method*, D0 Note 4032.

[51] F. Beaudette, réunion EM-ID du 24 avril 2002 :
`http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/minutes/20020424florian.pdf`

[52] *An Object-Oriented Data Analysis Framework*,
`http ://root.cern.ch`

[53] R. Zitoun, *Study of the non linearity of the D0 calorimeter readout chain*, D0 Note 3997.

[54] Lien vers le code au format `ROOT` à partir de la page web des résultats de la certification pour l'identification d'électrons.

[55] A. Schwartzman,
page web sur la reconstruction de V0 :
`http ://www-d0.fnal.gov/~sch/d0_private/V0/V0.html`
"K0 reconstruction", réunion de collaboration de D0, novembre 2001
`http ://www-d0.fnal.gov/~sch/d0_private/talks.html`

[56] O. Peters, *Certification of b-jet tagging with a muon V1.0.*

[57] page web du groupe JetMET :
`http ://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/Macros/runsel.html`

[58] R.D. Field, *The Sources of b-Quarks at the TeVatron and their Correlations*, hep-ph/0201112v1

[59] V.M. Abazov *et al*, $\mathrm{t\bar{t}}$ *production cross section in pbarp collisions at* $\sqrt{s} = 1.8$TeV, Phys. Rev. D67, 012004 (2003)

[60] F. Rizatdinova, *Tracker issues*, D0 workshop, July 2002
`http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/meetings02/rizatdinova-0710.pdf`

[61] R.Demina *et al.*, *Procedure to determine backgrounds in b-tagged W+jets sample for top search.* D0-note 4082

[62] M.L Mangano, *A collection of codes for the generation of multi-parton processes in hadronic collisions.*, CERN-TH/2002-129 hep-ph/0206293
`http ://m.home.cern.ch/m/mlm/www/alpgen/`

[63] DØ Top Production Group, *Measurement of the* $\mathrm{t\bar{t}}$ *cross section at* $\sqrt{s}$=*1.96* TeV

[64] F.A. Berends *et al.*, *On the production of a W and jets at hadron colliders*, Nucl. Phys B357, 32(1991).

[65] Ia Iashvili, *Top quark physics at the TeVatron*, Compte-rendu d'ICHEP 2002.

Remerciements.

Je remercie B. D'Almagne et F. Richard de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Je souhaite remercier les membres de mon jury : M. Baubillier et M. Fontannaz, rapporteurs de ma thèse ; E. Augé président du jury ; G. Chiarelli pour ses nombreuses remarques et conseils. Enfin je suis très reconnaissant à J. Womersley, venu de Fermilab pour assister à ma soutenance.

Je remercie toute l'équipe DØ du lal, en particulier L. Duflot, dont l'aide fut souvent précieuse.

Je tiens bien évidemment à remercier J.-F. Grivaz. Je suis conscient de la chance que j'ai eu d'avoir effectué ma thèse sous sa direction. Il est un directeur de thèse attentif et exigeant. Le recul qu'il sait prendre vis-à-vis des événements est précieux.

Je souhaite remercier tous les membres du groupe top qui ont participé à l'épopée Moriond dans le canal lepton+jets, entre autres : E. Barberis, C. Gerber, M. Kado, M. Klute, L. Phaf.

Je suis heureux de remettre "la méthode de la route" entre les mains de J. Stark. Je sais qu'il saura en tirer la quintessence.

Je souhaite remercier M. Support@lal.in2p3.fr, et en particulier F. Macek et M. Jouvin pour leur patience face aux problèmes saugrenus que je leur ai soumis.

Pendant ces trois années, j'ai également enseigné au S3SV à la faculté d'Orsay. Merci à P. Binetruy qui m'a proposé cet enseignement, et à M. Davier qui lui a succédé. Ce fut une expérience aussi agréable qu'enrichissante, notamment grâce aux membres de l'équipe enseignante.

Je n'oublie pas le soutien permanent de mes proches malgré ma faible disponibilité.

Enfin, je remercie Mélissa d'être présente à mes côtés et pour m'avoir encouragé, rasséréné, aidé pendant ces trois longues années.

Résumé

Les saveurs lourdes interviennent dans de nombreux canaux de physique cruciaux pour l'étude du modèle standard : désintégration du Higgs en paire de quarks b, identification du quark top pour ne citer qu'eux. L'identification des électrons et des muons dans les jets est l'un des outils utilisés pour l'étiquetage des saveurs lourdes. Dans D0, au Run 1, en l'absence de champ magnétique dans la cavité centrale, seul l'étiquetage par les muons était possible. Au Run 2, avec l'installation d'un aimant supraconducteur, il devenait envisageable de procéder également à un étiquetage par les électrons dans les jets.

J'ai conçu l'algorithme de la route dans ce but. Il tire parti des capacités du nouveau détecteur de traces, et exploite les qualités du calorimètre de D0. Ses performances sont étudiées en détail, aussi bien avec des événements simulés que dans les données enregistrées par le détecteur. En particulier, l'efficacité d'identification et le taux de mauvaise identification sont mesurés à l'aide de signaux de physique, et les capacités de la méthode en matière d'identification de quark b sont démontrées.

La "redécouverte" du quark top offre un cadre d'application particulièrement intéressant pour l'étiquetage des saveurs lourdes à l'aide des leptons dans les jets. En effet, les leptons issus des désintégrations semi-leptoniques des quarks beaux y sont particulièrement durs et centraux. L'analyse est menée dans les canaux electron plus jet et muon plus jet et l'étiquetage des saveurs lourdes par les muons a été effectué dans le cadre de la première mesure de la section efficace de production du quark top au Run 2. Après une optimisation spécifique, la bonne efficacité de la méthode de la route est confirmée. Plusieurs possibilités d'amélioration sont évoquées, l'une des plus prometteuses étant l'extension de l'algorithme aux détecteurs de pied de gerbe.

Mots clés : TeVatron
Run 2
DØ
Quark top
Identification d'électrons
Etiquetage de b

Abstract

The tagging of heavy flavour quarks is crucial for several standard model studies such as the Higgs boson identification through its decay into b quark pairs, or top quark studies. The reconstruction of electrons and muons inside jets is one of the tools used for heavy flavour tagging. In D0 at Run 1, only soft muon tagging was possible since there was no magnetic field in the central detector. The detector has been upgraded for Run 2, and heavy flavour tagging with electrons became possible thanks to a new superconducting magnet.

I developed the so-called road algorithm for this purpose. It benefits from the new capability of the tracker and from the good calorimeter properties. Its performance are studied in detail with generated events as well as with real data. The identification efficiency and the mis-identification rate are determined with physics signals. The capability of the road method for b tagging is demonstrated.

Heavy flavour tagging with leptons in jets can be efficiently applied to the top quark "rediscovery". Indeed, the leptons from semi-leptonic decays of b quarks are very hard and central. The analysis is carried out in the electron-plus-jet and muon-plus-jet channels simultaneously. For the first measurement of the cross section of top quark production in Run 2, only the tagging with muons is used. The tagging with electrons requires a specific optimization, but once it is performed the good efficiency of the road method is confirmed. Several ways to improve it are proposed. One of the most promising is the extension of the road method to the preshower detectors.

Keywords : TeVatron
Run 2
DØ
Top quark
Electron identification
B-tagging